D. Dascălu L. Turic I. Hoffman

CIRCUITE ELECTRONICE

Editura Didactică și Pedagogică
București — 1981

MINISTERUL EDUCAȚIEI ȘI ÎNVĂȚĂMÎNTULUI

D. DASCĂLU
Conf. dr. ing.

L. TURIC
Conf. dr. ing.

I. HOFFMAN
Conf. dr. ing.

CIRCUITE ELECTRONICE

Editura didactică și pedagogică
București

Referent științific: conf. dr. ing. Gh. Samachișă

Redactor: ing. *Maria Beluri*
Tehnoredactor: *Sanda Dumitrașcu*
Grafician: *Nicolae Sîrbu*

CUPRINS

Prefață 3

Cap. 1. **Amplificatoare** 9

1.1. Noțiuni generale 9
1.2. Caracteristici de regim permanent. Distorsiuni 10
1.3. Clasificarea amplificatoarelor 16
1.4. Zgomote electrice în amplificatoare 18
1.5. Amplificatoare ideale 24
1.6. Etaje de amplificare de semnal mic cu tranzistoare unipolare 31
1.7. Produs amplificare bandă ($A_{V0}B$) 35
1.8. Influența grupului de polarizare din sursă asupra răspunsului la frecvențe joase 36
1.9. Unilateralizarea amplificatoarelor 38
1.10. Etaje de amplificare de semnal mic cu tranzistoare bipolare 41
1.11. Efectul condensatorului de decuplare din emitor asupra răspunsului unui etaj la frecvențe joase 46
1.12. Etaje de amplificare cu tranzistoare în conexiune colector comun (CC) sau drenă comună (DC) 48
1.13. Metoda bootstrap pentru mărirea impedanței de intrare 52
1.14. Amplificator cu cuplaj prin emitor 55
1.15. Etaj cascodă 57
1.16. Reacția în amplificatoare 59
1.16.1. Generalități. Clasificări 59
1.16.2. Unele proprietăți ale amplificatoarelor cu reacție negativă 62
1.17. Reacția cu eșantionare în nod și comparare în nod (paralel-paralel) 65
1.17.1. Analiza cu parametrii de cuadripol $\underline{Y}$ 65
1.17.2. Reprezentările de circuit pentru $\underline{A_{Z0}}$, $\underline{\beta}$ și $\underline{T}$ 67
1.17.3. Admitanțele de intrare și ieșire 68
1.17.4. Schemă de amplificator cu eșantionare și comparare în nod 71
1.18. Amplificator cu reacție cu eșantionare pe buclă și comparare pe buclă (serie-serie) 74
1.19. Amplificator cu reacție cu eșantionare pe buclă și comparare în nod (serie-paralel) 77
1.20. Amplificator cu reacție cu eșantionare în nod și comparare pe buclă (paralel-serie) 80
1.21. Etaje de amplificare pentru semnale mari 83
1.21.1. Etaj de amplificare cu tranzistor unipolar 83
1.21.2. Etaj de amplificare cu tranzistor bipolar 87

Bibliografie 90

Cap. 2. **Oscilatoare armonice** 91
2.1. Introducere 91
2.2. Oscilatorul armonic ca un amplificator cu reacție pozitivă. Relația Barkhausen 92
2.3. Clasificarea oscilatoarelor armonice 93
2.4. Probleme ale analizei funcționării oscilatoarelor 94
2.5. Exemple de aplicare a teoriei liniare 95
2.6. Teoria cvasiliniară 99
2.7. Limitarea amplitudinii de oscilație 103
2.8. Oscilator cu amplificator de tensiune și rețea Wien 108
2.8.1. Schema generală 108
2.8.2. Reglajul și stabilitatea frecvenței în cazul amplificatorului neideal 109
2.8.3. Oscilatoare cu punte Wien și tranzistoare bipolare 112
2.8.4. Oscilatoare cu punte Wien și cu tranzistor cu efect de cîmp 112
2.8.5. Oscilatoare cu punte Wien și amplificatoare operaționale 113
2.9. Oscilatoare cu amplificator de curent și rețea Wien modificată 114
2.10. Oscilatoare cu rețea dublu T și amplificator de tensiune 116
2.11. Oscilatoare cu rețea dublu T modificată și amplificator de curent 119
2.12. Etaje selective cu tranzistoare bipolare și problema limitării amplitudinii de oscilație în oscilatoarele LC 121
2.13. Oscilator LC cu circuit acordat în colector și reacție magnetică spre bază. 126
2.13.1. Teoria liniară 126
2.13.2. Teoria cvasiliniară 128
2.14. Oscilatoare „în trei puncte" cu tranzistoare bipolare 129
2.14.1. Generalități 129
2.14.2. Oscilatoare Hartley 131
2.14.3. Oscilatoare Colpitts 133
2.15. Exemplu de calcul al unui oscilator Colpitts cu tranzistor bipolar 136
2.16. Oscilator cu tranzistor cu efect de cîmp: teoria cvasiliniară 138
2.16.1. Schemă de oscilator cu TEC cu circuit acordat în poartă și reacție magnetică spre drenă 138
2.16.2. Polarizarea dinamică și limitarea amplitudinii de oscilație 139
2.16.3. Determinarea condiției de oscilație 141
2.16.4. Variantă de schemă 142
1.17. Oscilator „în trei puncte" cu tranzistoare cu efect de cîmp 142
2.18. Stabilitatea frecvenței de oscilație 144
2.18.1. Generalități 144
2.18.2. Stabilitatea directă 145
2.18.3. Stabilitate „indirectă". Un criteriu de stabilitate 147
2.19. Oscilatoare cu cristal de cuarț 148
2.19.1. Cristalul de cuarț 148
2.19.2. Oscilatoare care utilizează rezonanța serie 149
2.19.3. Oscilatoare care utilizează rezonanța paralel 150
2.20. Stabilitatea amplitudinii de oscilație 152
Bibliografie 153

Cap. 3. **Redresoare monofazate** 155
3.1. Introducere 155
3.2. Redresoare fără filtru 156
3.2.1. Analiza simplificată a unui redresor monoalternanță 156
3.2.2. Redresor dublă alternanță cu priză mediană și în punte 159
3.2.3. Efectul tensiunii de deschidere a diodei și efectul rezistenței echivalente a diodei și transformatorului 163

3.3. Redresoare cu filtru C (capacitate) 168
3.3.1. Studiul redresorului cu filtru capacitiv neglijînd rezistența echivalentă a transformatorului și diodei 169
3.3.2. Proiectarea redresoarelor cu filtru capacitiv 173
Bibliografie 180

Cap. 4. **Stabilizatoare de tensiune** 181
4.1. Introducere 181
4.2. Stabilizatoare cu diode stabilizatoare 183
4.2.1. Circuitul simplu de stabilizare 183
4.2.2. Alte scheme de stabilizatoare 186
4.3. Stabilizatoare serie 187
4.3.1. Circuitul de bază 188
4.3.2. Stabilizatoare serie cu amplificatoare de eroare 192
4.3.3. Stabilizatoare cu tensiune reglabilă 195
4.3.4. Circuite de protecție 199
4.4. Stabilizatoare paralele 202
4.4.1. Circuite de bază 202
4.4.2. Alte scheme de stabilizatoare paralele 204
Bibliografie 205

Cap. 5. **Circuite pentru modularea în amplitudine** 206
5.1. Modularea în amplitudine (MA) 206
5.2. Multiplicarea analogică 209
5.2.1. O soluție de principiu 209
5.2.2. Multiplicator analogic cu tec 210
5.2.3. Multiplicatoare analogice de tranzistoare bipolare 213
5.3. Modularea prin „choppare" 215
5.4. Modularea „neliniară" 220
5.5. Modularea directă (liniară) 224
Bibliografie 227

Cap. 6. **Circuite pentru demodularea semnalelor modulate în amplitudine** 228
6.1. Generalități 228
6.2. Detectorul de valoare medie 230
6.3. Detector de vîrf 234
6.4. Detecția sincronă (coerentă) 240
Bibliografie 241
Anexe 242

1

AMPLIFICATOARE

1.1. NOȚIUNI GENERALE

Prin amplificare înțelegem procesul de mărire a valorilor instantanee ale unei puteri sau ale altei mărimi, fără a modifica modul de variație a mărimii în timp și folosind energia unor surse de alimentare.

După specificul proprietăților dispozitivelor utilizate în procesul de amplificare se poate vorbi de amplificare electrică, amplificare magnetică, amplificare electromagnetică și amplificare electronică [11].

Amplificarea electrică se bazează pe proprietăți electrice de material, de exemplu amplificarea în tensiune obținută într-un circuit serie format dintr-o impedanță și o diodă cu capacitate variabilă comandată cu o tensiune. Prin variația capacității diodei poate să rezulte o variație mare de tensiune la bornele impedanței.

Amplificarea magnetică se realizează utilizînd în circuite bobine cu miez și cu înfășurări de comandă în curent continuu. Prin variația curentului în înfășurările de comandă se modifică permeabilitatea magnetică incrementală (dinamică) și valoarea inductanței bobinei, și se pot obține variații mari de tensiune pe o impedanță conectată în serie.

Amplificarea electromagnetică se bazează pe fenomene electromagnetice, de exemplu ca în cazul amplificării de curent, de tensiune sau de putere cu generatoare electrice rotative la variația curentului, tensiunii sau puterii în circuitul de excitație; în acest caz intervine energia mecanică ca formă intermediară la acționarea cu motoare electrice sau direct, la acționarea cu motoare termice.

Amplificarea electronică se obține pe baza modificării intensității unui curent de electroni în vid (în tuburi electronice) prin variația tensiunilor la electrozii de comandă (grile).

În circuitele de amplificare se realizează procesul de amplificare, adică se reproduce la ieșire sub formă amplificată puterea sau o mărime ce intră ca factor în expresia puterii instantanee, folosind energia surselor de alimentare (polarizare).

În acest capitol se vor studia amplificatoarele realizate cu tranzistoare unipolare (TEC sau FET) și bipolare. Aceste amplificatoare sînt încadrate după [11] în amplificatoare electrice prin semiconductibilitate.

Tranzistoarele sînt considerate în circuite electronice ca dispozitive active (surse active), în sensul că pot comanda puterea absorbită de la sursele de alimentare ca răspuns la acțiunea semnalului de intrare, asigurînd sarcinii utile o putere mai mare ca aceea debitată de sursa de semnal de la intrare [7].

Prin componente pasive înțelegem bobinele, condensatoarele și rezistoarele de rezistență pozitivă care nu pot asigura amplificarea de putere, deși

primele două pot înmagazina energie restituind numai o parte din aceasta datorită pierderilor interioare. De menționat că și tranzistoarele, în procesul amplificării, disipă o parte din puterea absorbită de la sursele de alimentare, în general surse de curent continuu.

La analiza funcționării circuitelor de amplificare și la elaborarea schemelor echivalente trebuie făcută distincția între sursele independente și sursele active (comandate, dependente).

Sursele independente generează semnale prescrise și sînt capabile să furnizeze unui circuit putere electrică în mod continuu, de exemplu sursele de alimentare și sursele de semnal de intrare. Sursele dependente de curent sau tensiune caracterizează tranzistoarele în schemele echivalente și mărimea lor depinde de semnalul de comandă de la intrare.

În amplificatoarele reale semnalele sînt distorsionate, adică forma de undă a semnalului de la ieșire diferă de forma de undă a semnalului de la intrare. Performanțele unui amplificator sînt apreciate prin caracteristici și parametri care se referă la:

— *distorsiunea formei de undă a semnalelor* sau la forma de undă a semnalelor de intrare, încît distorsiunile să fie minime. În această categorie sînt cuprinse caracteristicile de regim permanent (staționar) și anume de frecvență, de fază, de transfer și caracteristicile tranzitorii care dau răspunsul amplificatorului în domeniu timp, la anumite forme de undă la intrare. Caracteristicile staționare, deși nu dau direct detaliile schimbării formelor de undă, permit să se aprecieze în ce domeniu de frecvență trebuie să fie spectrul semnalului pentru ca distorsiunile să nu depășească anumite limite;

— *mărimea amplificării în putere,* tensiune sau curent, a transadmitanței (transconductanței), a transimpedanței (transrezistenței);

— *stabilitatea funcționării amplificatorului,* prin care se înțelege imposibilitatea intrării în regim oscilant, regim anormal de funcționare. În schemele amplificatoarelor sînt prevăzute de obicei circuite de reacție, prin care o parte din semnalul de la ieșire se aplică la intrare. În anumite condiții, fie datorită circuitelor de reacție prevăzute voit, fie datorită unor cuplaje parazite, este posibil ca amplificatorul să autooscileze; prin studii de stabilitate se apreciază limitările ce trebuie respectate pentru ca amplificatorul să fie stabil;

— *sensibilitatea amplificatoarelor la zgomotele exterioare* se studiază experimental și sînt o serie de metode pentru execuția amplificatoarelor, astfel încît influența acestora să se reducă cît mai mult posibil;

— *zgomotele interne ale amplificatoarelor* limitează posibilitatea amplificării semnalelor slabe, la intrare semnalul util trebuind să fie mai mare ca cel de zgomot echivalent, impunîndu-se un anumit raport semnal/zgomot;

— *structura internă a amplificatoarelor, numărul de etaje, natura circuitelor de cuplaj între etaje, natura dispozitivelor active și regimul de funcționare al acestora.*

Este important ca valorile unor parametri sau forma unor caracteristici să se modifice cît mai puțin la schimbarea componentelor, la variația surselor de alimentare sau a condițiilor de mediu.

1.2. CARACTERISTICILE DE REGIM PERMANENT. DISTORSIUNI

Pentru a fi posibilă prezentarea mai clară a clasificării amplificatoarelor, se precizează în continuare semnificația unor caracteristici de regim permanent ale amplificatoarelor. Un amplificator poate fi considerat ca în schema-bloc

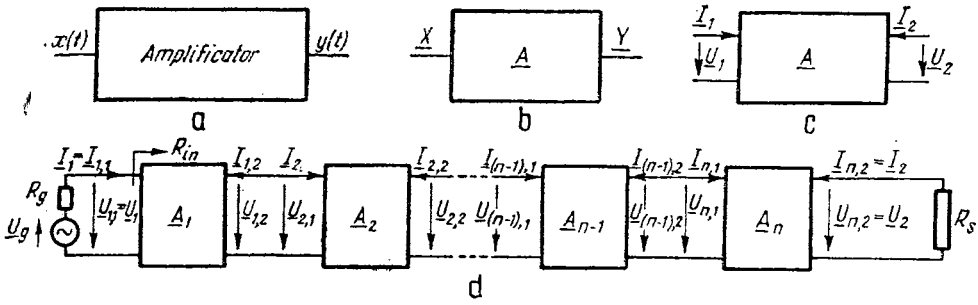


Fig. 1.1. Scheme bloc de amplificatoare.

din fig. 1.1, *a* și *b* în domeniul timp sau în domeniul frecvență, unde $x(t)$ este mărimea (semnalul) de intrare și $y(t)$ mărimea de ieșire. Factorul de amplificare (amplificarea) se introduce cu expresiile:

$$y(t) = A\,x(t - \tau), \tag{1.1}$$

unde A (număr real) este amplificarea și τ este *timpul de întîrziere* (de trecere) ale semnalului în amplificator.

$$\underline{Y} = \underline{A}\,\underline{X} \tag{1.2}$$

unde $\underline{A}$ este funcția de transfer (factor de amplificare în complex) cu modulul și faza, de obicei, dependente de frecvență

$$\underline{A} = A \exp \mathrm{j}\varphi \tag{1.3}$$

$$\underline{A}(\mathrm{j}\omega) = A(\omega) \exp \mathrm{j}\varphi\,(\omega). \tag{1.4}$$

În legătură cu figura 1.1, *c*, unde se folosește reprezentarea de cuadripol pentru amplificator, se introduc amplificările de tensiune, de curent și de putere:

$$\underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}, \quad \underline{A}_I = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1}, \quad \underline{A}_P = \frac{U_2 I_2 \cos\theta_2}{U_1 I_1 \cos\theta_1} \tag{1.5}$$

unde U_2, I_2, U_1, I_1 sînt valorile efective ale mărimilor de la ieșire și intrare și θ_2, θ_1 sînt unghiurile de fază între curenți și tensiuni.

Un amplificator cu mai multe etaje se reprezintă ca în figura 1.1, *d*. Amplificatorul este atacat la intrare cu generatorul $\underline{U}_g$ cu rezistența internă R_g și încărcat la ieșire cu rezistența de sarcină R_s.

Factorii de amplificare totali au expresiile:

$$\underline{A}_U = A_U \exp \mathrm{j}\varphi_u = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_{1,1}} = \frac{\underline{U}_{1,2}}{\underline{U}_{1,1}} \cdot \frac{\underline{U}_{2,2}}{\underline{U}_{2,1}} \cdots \frac{\underline{U}_{n,2}}{\underline{U}_{n,1}} =$$

$$= \underline{A}_{U1} \cdot \underline{A}_{U2} \cdots \underline{A}_{Un} = A_{U1} A_{U2} \cdots A_{Un} \exp \mathrm{j}\,(\varphi_{u1} + \varphi_{u2} + \cdots + \varphi_{un}). \tag{1.6}$$

$$\underline{A}_I = A_I \exp \mathrm{j}\varphi_i = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} = (-1)^{n+1} \underline{A}_{I1} \cdot \underline{A}_{I2} \cdots \underline{A}_{In} \tag{1.7}$$

$$A_P = A_U A_I \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1}. \tag{1.8}$$

Dacă se definesc factori de putere pentru fiecare etaj ca raportul între puterea activă furnizată etajului următor la puterea activă absorbită în circuitul său de intrare, atunci:

$$A_P = A_{P1} A_{P2} \dots A_{Pn}. \tag{1.9}$$

Caracteristica de frecvență a amplificatorului reprezintă dependența între modulul factorului de amplificare, de obicei în tensiune, și frecvența semnalului de intrare și se obține experimental atacînd la intrare amplificatorul cu un semnal sinusoidal de amplitudine constantă și frecvența variabilă și măsurîndu-se tensiunea de ieșire. Modulul factorului de amplificare rezultă din raportul valorilor efective ale celor două tensiuni.

Deoarece modulul amplificării și frecvența se reprezintă curent în diagrame la scară logaritmică, se dă mai jos definiția factorului de amplificare exprimat în dB (decibeli). Pentru amplificatorul din fig. 1.1, *d* cu rezistența de intrare R_{in} și încărcat la ieșire cu rezistența de sarcină R_s, R_{in} și R_s pur rezistive, puterile de la intrare și ieșire sînt:

$$P_1 = \frac{U_1^2}{R_{in}} = I_1^2 R_{in}, \quad P_2 = \frac{U_2^2}{R_s} = I_2^2 R_s. \tag{1.10}$$

Amplificarea în putere exprimată în dB (cîștig) se definește prin:

$$G_P = A_P \text{ [dB]} = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} = 10 \lg A_P \text{ [dB]}. \tag{1.11}$$

Cu relațiile (1.10) și (1.11), amplificarea în putere se mai poate scrie ca:

$$A_P \text{ [dB]} = 20 \lg \frac{U_2}{U_1} + 10 \lg \frac{R_{in}}{R_s} \tag{1.12}$$

$$A_P \text{ [dB]} = 20 \lg \frac{I_2}{I_1} + 10 \lg \frac{R_s}{R_{in}}. \tag{1.13}$$

Pentru cazul particular, cu $R_{in} = R_s$, relațiile (1.12), (1.13) devin:

$$A_P \text{ [dB]} = 20 \lg \frac{U_2}{U_1} = 20 \lg \frac{I_2}{I_1}. \tag{1.14}$$

Prin comparație cu expresia (1.14) se definesc și amplificările de tensiune și curent exprimate în dB:

$$G_U = A_U \text{ [dB]} = 20 \lg \frac{U_2}{U_1} \tag{1.15}$$

$$G_I = A_I \text{ [dB]} = 20 \lg \frac{I_2}{I_1}. \tag{1.16}$$

Amplificarea în tensiune exprimată în neperi se definește ca:

$$G_U = A_U \text{ [Np]} = \ln \frac{U_2}{U_1}. \tag{1.17}$$

Din (1.15) și (1.17) rezultă și legătura dintre Neper (Np) și dB:

$$1 \text{ Np} = 8{,}686 \text{ dB}.$$

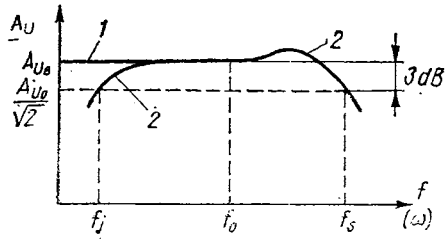


Fig. 1.2. Caracteristică de frecvență.

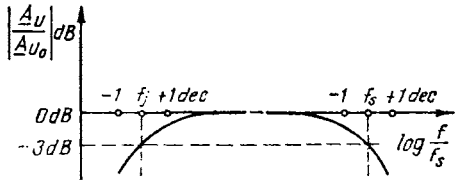


Fig. 1.3. Caracteristică de frecvență normată.

O caracteristică de frecvență este reprezentată în figura 1.2. Un amplificator ar trebui să aibă modulul factorului de amplificare constant, adică răspunsul după orizontala *1*. În realitate, modulul factorului de amplificare nu rămîne constant, o caracteristică reală putînd fi după curba *2*. Din această cauză semnalele vor fi distorsionate, ceea ce se poate verifica simplu, chiar pe cale grafică, presupunîndu-se la intrare un semnal format din cîteva componente sinusoidale, iar la ieșire că se păstrează defazajul dintre componente și forma lor de undă. *Distorsiunile* de acest tip se numesc *de frecvență* sau *distorsiuni ale amplitudinii cu frecvența.*

Modulul factorului de amplificare rămîne practic constant, la valoarea A_{U0}, într-un anumit domeniu de frecvență în vecinătatea frecvenței f_0. Cu un semnal sinusoidal de amplitudine constantă la intrare, puterea utilă furnizată sarcinii R_s (fig. 1.1, *d*) scade la jumătate dacă modulul factorului de amplificare devine $\frac{A_{U0}}{\sqrt{2}}$, adică scade cu 3 dB. Acest aspect a sugerat definirea benzii de frecvență a amplificatorului ca domeniul de frecvență în care modulul factorului de amplificare nu se schimbă cu mai mult de $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ori față de valoarea A_{U0}.

$$B = f_s - f_j, \tag{1.18}$$

unde f_s este limita superioară a benzii de trecere la frecvențe înalte, iar f_j la frecvențe joase. Un amplificator pentru care $f_s \gg f_j$, are un domeniu bine definit pentru frecvențele medii și poate fi analizat cu scheme echivalente distincte pentru frecvențe joase, frecvențe medii și frecvențe înalte. De reținut că banda de frecvență nu se definește întotdeauna la 3 dB.

În figura 1.3 este dată o caracteristică de frecvență cu reprezentări la scară logaritmică (caracteristică Bode), cu precizarea că în ordonată variabila este modulul raportului dintre amplificarea la o frecvență oarecare și amplificarea la frecvențe medii în dB, adică se reprezintă *amplificarea normată* (normalizată, raportată). S-a admis că amplificatorul are un domeniu bine definit al frecvențelor medii. În abscisă variabilele sînt $\lg \frac{f}{f_j}$, $\lg \frac{f}{f_s}$, considerîndu-se reunite în aceeași diagramă răspunsurile amplificatorului la frecvențe joase și înalte. Frecvențele sînt marcate în decade și octave. Prin decadă se înțelege un interval de frecvență cu frecvențele laterale în raport 10; prin octavă unul cu frecvențele laterale în raport de 2.

Reprezentarea la scară logaritmică este avantajoasă din următoarele motive: caracteristica globală a unui amplificator cu mai multe etaje se obține prin simpla sumare grafică a caracteristicilor etajelor; în diagrame se pot reprezenta amplificări și frecvențe care variază în limite foarte largi; aproxi-

marea liniar fragmentată a caracteristicilor reale este simplă și cu erori destul de mici. Normarea caracteristicilor a fost introdusă din considerente de generalitate, o caracteristică, ca formă, putînd fi valabilă pentru mai multe amplificatoare, exceptînd mărimea factorului de amplificare la frecvențe medii și frecvențele laterale.

Caracteristica fază-frecvență dă dependența argumentului amplificării de frecvență. Mai jos se precizează ce formă trebuie să aibă această caracteristică pentru ca semnalele să nu fie distorsionate, adică amplificatorul să nu introducă distorsiuni de fază. Se presupune un semnal de intrare cu mai multe componente sinusoidale, precizîndu-se și valorile lor efective complexe:

$$\begin{aligned}
&u_{1,1}(t) = \sqrt{2}U_{1,1}\sin(\omega_1 t + \theta_{1,1}), && \underline{U}_{1,1} = U_{1,1}\exp j\theta_{1,1}\\
&\vdots\\
&u_{1,k}(t) = \sqrt{2}U_{1,k}\sin(\omega_k t + \theta_{1,k}), && \underline{U}_{1,k} = U_{1,k}\exp j\theta_{1,k} \qquad (1.19)\\
&u_{1,(k+1)}(t) = \sqrt{2}U_{1,(k+1)}\sin(\omega_{(k+1)} t + \theta_{1,(k+1)}), && \underline{U}_{1,(k+1)} = U_{1,(k+1)}\exp j\theta_{1,(k+1)}\\
&\vdots
\end{aligned}$$

Factorii de amplificare pentru fiecare componentă sînt:

$$\underline{A}_{U1} = A_{U1}\exp j\varphi_1, \ldots, \underline{A}_{Uk} = A_{Uk}\exp j\varphi_k, \ \underline{A}_{U(k+1)} = A_{U(k+1)}\exp j\varphi_{(k+1)} \ldots \qquad (1.20)$$

Se admite că modulul factorului de amplificare rămîne constant și că fiecare componentă își păstrează forma de undă la ieșire. În condițiile de mai sus, pentru ca forma de undă a semnalului total de la ieșire să se păstreze, este necesar ca decalajele între componentele semnalului de la intrare să se păstreze la ieșire. Decalajul la intrare între componentele $u_{1,(k+1)}$, $u_{1,k}$, (fig. 1.4) este:

$$t_{1,k+1,k} = \frac{\theta_{1,k+1}}{\omega_{k+1}} - \frac{\theta_{1,k}}{\omega_k}. \qquad (1.21)$$

Valorile efective complexe și valorile instantanee ale componentelor de rang k, $k+1$ sînt la ieșire:

$$\underline{U}_{2,k} = \underline{A}_{Uk}\underline{U}_{1,k} = A_{Uk}U_{1,k}\exp j(\theta_{1,k} + \varphi_k), \ u_{2,k}(t) = \sqrt{2}A_{Uk}U_{1,k}\sin(\omega_k t + \theta_{1,k} + \varphi_k) \qquad (1.22)$$

$$\underline{U}_{2,(k+1)} = \underline{A}_{U(k+1)}\underline{U}_{1,(k+1)} = A_{U(k+1)}U_{1(k+1)}\exp j(\theta_{1,(k+1)} + \varphi_{k+1}),$$
$$u_{2,(k+1)}(t) = \sqrt{2}A_{U(k+1)}U_{1,(k+1)}\sin(\omega_{k+1} t + \theta_{1,(k+1)} + \varphi_{(k+1)}). \qquad (1.23)$$

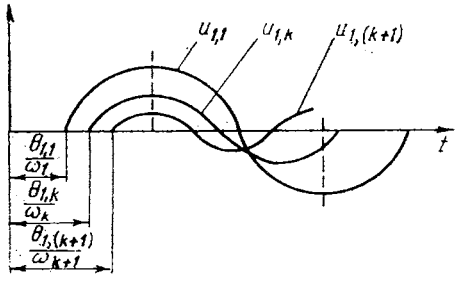


Fig. 1.4. Componente sinusoidale ale semnalului de intrare.

Din expresiile (1.22) și (1.23) se obține decalajul la ieșire:

$$t_{2,k+1,k} = \frac{\theta_{1,(k+1)} + \varphi_{k+1}}{\omega_{k+1}} - \frac{\theta_{1,k} + \varphi_k}{\omega_k}. \qquad (1.24)$$

Din relațiile (1.21) și (1.24) rezultă că cele două decalaje sînt egale dacă:

$$\frac{\varphi_{k+1}}{\omega_{k+1}} = \frac{\varphi_k}{\omega_k} = \frac{\varphi}{\omega} = \tau = \text{constant}, \qquad (1.25)$$

unde τ este timpul de întîrziere.

Amplificatorul nu introduce distorsiuni fază-frecvență dacă $\frac{\varphi}{\omega} = \text{const}$ și deci timpul de întîrziere este același pentru toate componentele semnalului. Caracteristicile de fază pentru $\varphi = 0$ și $\frac{\varphi}{\omega} = \text{const}$ sînt reprezentate în figura 1.5, semidreptele *1* și *2*. O caracteristică reală poate fi curba *3*.

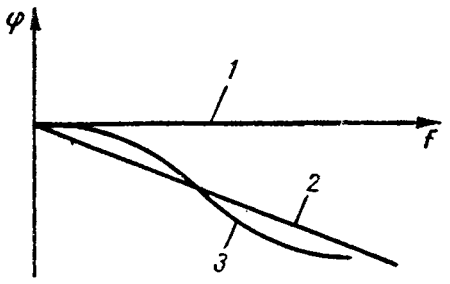


Fig. 1.5. Caracteristici de fază.

Distorsiunile de frecvență și de fază se numesc *liniare,* deoarece sînt determinate de elementele reactive liniare, capacitățile și inductanțele parazite ale elementelor active considerate liniare și cele din conexiunile exterioare lor, care pot fi utile și parazite. Între distorsiunile de frecvență și de fază există o strînsă interdependență, la distorsiuni de frecvență mici corespunzînd și distorsiuni de fază mici.

Caracteristica de transfer a amplificatorului, adică dependența amplitudinii semnalului de ieșire de amplitudinea semnalului de intrare, trebuie să fie liniară (semidreapta *1* în figura 1.6). Din cauza neliniarității caracteristicilor elementelor active sau pasive se produce limitarea după curba *2.* În figura 1.7 se exemplifică limitarea simetrică a unui semnal sinusoidal (forma de undă *2*), posibilă într-un amplificator, dacă semnalul de intrare devine prea mare. Cu forma de undă *1*, tensiunea de ieșire va avea o infinitate de componente sinusoidale, deși la intrare semnalul este sinusoidal.

Distorsiunile neliniare cauzate de trecerea semnalelor prin elemente de circuit neliniare sînt însoțite de apariția de componente noi în spectrul semnalului, armonici și componente de intermodulație.

De mai sus rezultă că distorsiunile neliniare pot fi împărțite în distorsiuni armonice și distorsiuni de intermodulație.

Dacă amplificatorul neliniar este atacat la intrare cu un semnal sinusoidal, atunci componentele noi sînt armonicile acestuia. Distorsiunile armonice sînt apreciate prin factorul de distorsiuni armonice, definit ca raportul între valoarea efectivă a armonicilor semnalului și valoarea efectivă a fundamentalei:

$$d = \frac{\sqrt{I_{2,2}^2 + I_{2,3}^2 + I_{2,4}^2 + \dots}}{I_{2,1}}, \qquad (1.26)$$

unde $I_{2,2}\, I_{2,3}$, $I_{2,4}$ ... sînt valorile efective ale armonicilor semnalului de ieșire și $I_{2,1}$ este valoarea efectivă a fundamentalei.

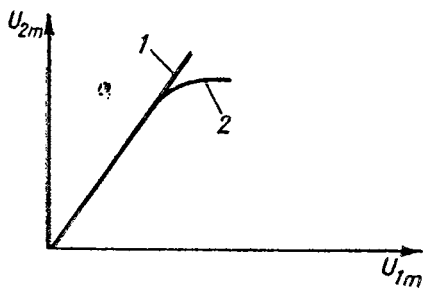


Fig. 1.6. Caracteristică de transfer.

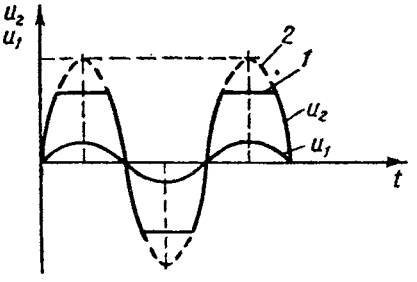


Fig. 1.7. Exemplu de distorsiuni neliniare.

În cazul în care semnalul de la intrarea amplificatorului neliniar are mai multe componente, în afara armonicilor acestora, apar și componentele de intermodulație a căror frecvențe sînt sume algebrice între frecvențele componentelor semnalului de intrare și armonicile acestora.

În concluzie, pentru ca un amplificator să nu introducă distorsiuni este necesar ca modulul factorului de amplificare să fie același pentru toate componentele semnalului, defazajele dintre componente să se păstreze și să nu apară la ieșire componente de frecvențe diferite față de componentele de la intrare.

1.3. CLASIFICAREA AMPLIFICATOARELOR

La clasificarea amplificatoarelor se consideră diferite criterii care se referă la domeniul frecvenței semnalelor care pot fi prelucrate, structura schemelor amplificatoarelor și natura elementelor din scheme, regimurile particulare de funcționare ale elementelor active, natura mărimii amplificate, nivelul semnalelor etc., fără a exista între diferite clasificări o delimitare precisă.

După frecvența semnalelor, amplificatoarele pot fi împărțite în două mari grupe: amplificatoare de curent continuu (c.c.) și amplificatoare de curent alternativ (c.a.). Primele amplifică tensiuni și curenți cu variație arbitrară și oricît de lentă și pot deci să lucreze și cu semnalele de c.a. în general de joasă frecvență. Proprietatea amplificatoarelor de c.c. se asigură prin cuplaje adecvate între etaje care pot transmite variații lente (cuplaje galvanice sau de c.c.).

Amplificatoarele de c.a. au în structură și cuplaje care nu permit trecerea semnalelor de c.c.; după domeniul frecvențelor semnalelor, se clasifică în:

— *amplificatoare de audiofrecvență* cu banda de la zeci de Hz la zeci de kHz, considerate în clasa amplificatoarelor de joasă frecvență;

— *amplificatoare de videofrecvență*, amplificatoare trece-jos, cu banda de la cca 20 Hz la 30 MHz, a căror denumire a fost dată după semnalul video din televiziune;

— *amplificatoare de radiofrecvență*, ce sînt destinate pentru semnale cu frecvența mai mare de 100 kHz și au mai multe subdiviziuni.

După lățimea benzii de frecvență amplificatoarele de c.a. se împart în *amplificatoare de bandă îngustă* și *amplificatoare de bandă largă*. Primele au banda mică în raport cu frecvența centrală din bandă și sînt de exemplu utilizate în radioreceptoare cu modulație de amplitudine sau de frecvență. Amplificatoarele de bandă largă au banda comparabilă cu frecvența centrală și cuprind printre altele și amplificatoarele de audiofrecvență și de videofrecvență.

În strînsă legătură cu clasificarea după bandă este cea după natura sarcinii conectată în terminala de ieșire a elementului activ și anume *amplificatoare aperiodice* cu sarcini neselective și *amplificatoare acordate* (selective), care folosesc ca sarcină circuite rezonante *LC*. În grupa amplificatoarelor aperiodice se încardează amplificatoarele de audiofrecvență, videofrecvență, inclusiv cele de bandă largă din osciloscoapele catodice, cu banda mai mare de 500 MHz. La amplificatoarele selective, banda îngustă se obține pe seama răspunsului circuitului rezonant. Un amplificator selectiv cu mai multe etaje poate avea toate circuitele oscilante (etajele) acordate pe aceeași frecvență și se numește *cu acord unic* (sincron), acesta putînd fi cazul unui amplificator de bandă îngustă ca cel de frecvență intermediară dintr-un radioreceptor. Amplificatoarele selective pot fi realizate și cu banda largă prin cuplarea adecvată a circuitelor rezonante și prin acordarea etajelor pe frecvențe diferite și apropiate, caracteristica globală a amplificatorului fiind de bandă largă. Amplifi-

catorul se numește *cu acord decalat* și un caz particular îl constituie amplificatorul de frecvență intermediară imagine-sunet din receptoarele de televiziune.

Există și o clasificare a amplificatoarelor după tipul cuplajului între etaje și anume: cuplaje de c.c. (direct, rezistiv, prin diodă Zener); cuplaj *RC*; cuplaj *LC*; cuplaj cu transformator cu miez; cuplaje cu circuite rezonante *LC* de diferite tipuri; cuplaj optic etc.

Etajele de amplificare se pot divide în *etaje asimetrice*, cazul unui etaj simplu cu un tranzistor și *etaje simetrice* ca: etaj în contratimp, etaj diferențial, cascodă diferențială.

Etajele de amplificare se clasifică și după poziția punctului de funcționare static, adică punctul de funcționare fără semnal al dispozitivului activ în planul caracteristicilor sale de ieșire sau de intrare, componentele de curent continuu ale mărimilor de terminal ale dispozitivului activ fiind în general însă diferite de cele de punct static. După acest criteriu sînt etaje de amplificare clasă A, B, AB, C (vezi paragraful 1.21.1).

După natura mărimii de interes la ieșirea amplificatoarelor, acestea se grupează în amplificatoare de tensiune, de curent și de putere.

În discuția de mai sus nu s-au făcut referiri la clase speciale de amplificatoare folosite în echipamente de automatizare sau în domeniul microundelor, care pot să difere substanțial de acelea enunțate pînă în prezent.

O clasificare după nivelul semnalului și putere este dată în [6] și cuprinde toate tipurile de amplificatoare într-o anumită grupă în concordanță cu aceste criterii, indiferent de domeniul frecvenței semnalelor pentru care sînt destinate și anume:

— *Amplificatoare de semnal mic*, în care este posibilă elaborarea schemelor echivalente de analiză folosind modelele dispozitivelor active pentru semnale mici presupuse cu parametri constanți și anume cu valorile determinate în punctul static. Este evident că în regim de semnal mic mărimile de terminal ale dispozitivelor active trebuie să se schimbe foarte puțin față de valorile de punct static, altfel parametrii variază cu nivelul semnalului (de exemplu panta $g_m = 40 \mid I_C \mid$ la un tranzistor bipolar). Etajele de amplificare și aceste amplificatoare sînt liniare.

— *Amplificatoare pentru semnale mari*, în care se consideră limitări determinate de puterea disipată de dispozitivul activ, distorsiunile semnalului, valorile maxime posibile pentru curenții și tensiunile de terminal, temperatură etc. La analiza și proiectarea etajelor pentru semnale mari se folosesc familii de caracteristici de terminal, cel mai des cele de ieșire și metode grafo-analitice. Aici se încadrează etajele de amplificare asimetrice care lucrează, de obicei, în clasă A și etajele în contratimp care pot lucra în clasă A, AB sau B. Trebuie făcută distincție între regimul clasă A al unui etaj și regimul liniar (de semnal mic).

— *Amplificatoarele de putere* cuprind în general etajele selective de putere în care dispozitivele active lucrează în regim neliniar, urmărindu-se să se obțină o putere de c.a. și un randament cît mai mare. Din această grupă sînt excluse etajele de ieșire de audiofrecvență, care sînt aperiodice și sînt studiate în multe lucrări la amplificatoare de putere.

Amplificatoarele (etajele) *selective de putere* lucrează în clasă C, S și D. În clasă C, dispozitivul activ are o sursă de polarizare în circuitul de intrare care-l ține blocat, exceptînd intervalele scurte la vîrful uneia din alternanțele semnalului sinusoidal de intrare, cînd asigură impulsuri mari de curent de durată scurtă. Randamentul poate ajunge pînă la 80%. La amplificatorul clasă S, sarcina utilă este inclusă într-un circuit rezonant serie (*RLC*) la bor-

nele căruia sursa de alimentare de c.c. se aplică în durate egale cu polaritate inversată. Circuitul rezonant trebuie acordat pe frecvența impulsurilor dreptunghiulare simetrice care comandă comutarea sursei. O schemă cu geometrie apropiată este cea a convertorului în contratimp cu limitare pe miez [9]. Randamentul amplificatoarelor clasă S se apropie de 100%. Regimul clasă D se referă la amplificatoare care lucrează în impulsuri. Semnalul de intrare este transformat după un anumit cod în trenuri de impulsuri, care sînt amplificate cu randament ridicat; la ieșire, utilizîndu-se filtre adecvate, se reproduce cu o anumită eroare forma de undă de la intrare.

După această ultimă clasificare sînt considerate etajele de amplificare în paragrafele următoare.

1.4. ZGOMOTE ELECTRICE ÎN AMPLIFICATOARE

Un amplificator fără semnal de intrare nu are ieșirea zero. Semnalul de ieșire în acest caz are un caracter fluctuant cu variații întîmplătoare, constituind semnalul de zgomot cu caracter perturbator. La un amplificator de audiofrecvență ascultat în difuzor sau căști, zgomotele apar sub forma unor fîșiituri, trosnituri etc. Semnalul de zgomot la ieșire poate fi oscilografiat sau măsurat cu un voltmetru și se consideră, ca efect echivalent, cu generatoare de curent sau tensiune la intrare, tot cu caracter fluctuant, care amplificate ca și semnalul util dau același nivel de zgomot. Semnalul util la ieșirea amplificatorului trebuie să fie mai mare ca semnalul de zgomot, astfel încît să poată fi utilizat, impunîndu-se un anumit raport semnal/zgomot.

Condiționat de raportul semnal/zgomot impus la ieșire, apar și la intrare restricții în privința mărimii semnalului util față de cel de zgomot. Cu creșterea amplificării se poate obține la ieșire același nivel cu semnale de intrare tot mai mici, pînă cînd semnalul de intrare comparabil cu zgomotele, se îneacă în acestea, nemaiputînd să fie identificat la ieșire. Valoarea maximă a amplificării este deci limitată de zgomote.

Zgomotele pot fi exterioare amplificatorului sau introduse de acesta.

O sursă de zgomot exterioară tipică este rețeaua electrică de frecvență industrială. Aceasta poate perturba un amplificator prin sursele de alimentare ale acestuia și prin radiația electromagnetică a unor consumatori puternici.

Zgomotul provocat de rețeaua de alimentare, numit obișnuit *brum*, se reduce la amplificatoarele de calitate folosind la ieșirea redresoarelor filtre cu celule multiple și stabilizatoare cu factori de rejecție mari ai reziduurilor de filtrare.

Etajele de la intrarea amplificatorului pot fi perturbate și de radiația transformatorului redresorului și a etajelor de ieșire, motiv pentru care se recurge la ecranarea pe subansambluri în interiorul amplificatorului.

Ecranele se execută uneori cu straturi multiple din metale cu înaltă permeabilitate magnetică, alternînd cu metale de conductivitate mare pentru a fi eficiente atît la joasă, cît și la înaltă frecvență. Există o întreagă strategie pentru utilizarea conexiunilor ecranate interioare, alegerea traseelor plăcilor imprimate și modul de conectare și dispunere a aparatelor de măsurare, acestea din urmă putînd și ele să producă perturbații.

Zgomote anormale importante mai pot fi produse de *componente de proastă calitate* (rezistențe, condensatoare, bobine de inductanță, transformatoare, dispozitive active), de lipituri și contacte proaste etc. La amplificatoarele de joasă frecvență sînt deosebit de importante soluțiile constructive pentru redu-

cerea efectului microfonic, evitîndu-se la minim vibrațiile posibile pentru amplificator și elementele critice interioare.

Mai sus au fost enumerate unele tipuri de perturbații ale căror efecte pot fi reduse teoretic chiar la zero, ceea ce nu este valabil pentru următoarele tipuri de zgomote introduse de elementele interioare ale amplificatorului: zgomotul termic, zgomotul de alice (Schottky) și zgomotul $\frac{1}{f}$ (anormal, suplimentar).

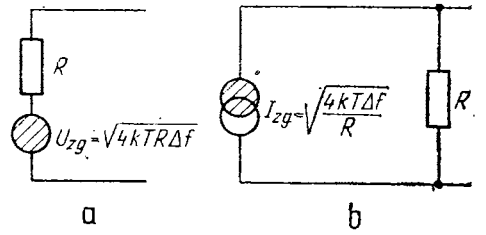


Fig. 1.8. Scheme echivalente pentru sursa de zgomot.

Zgomotul termic este determinat de mișcarea fluctuantă a electronilor liberi în conductoare, electroni a căror energie cinetică este proporțională cu temperatura conductorului respectiv. Mișcarea dezordonată a electronilor determină un curent fluctuant, cu o valoare medie nulă, dar cu valoare medie pătratică diferită de zero. Tensiunea de fluctuație corespunzătoare este dată de formula lui Nyquist:

$$\overline{u_{zg}^2} = U_{zg}^2 = 4\,kTR\Delta f \tag{1.27}$$

unde $k = 1{,}38 \times 10^{-23}\,\mathrm{WsK^{-1}}$ este constanta lui Boltzmann;

T — temperatura absolută în grade Kelvin;

R — rezistența electrică a rezistorului considerat;

Δf — banda de frecvență în care se măsoară zgomotul.

Sursa de zgomot introdusă de rezistență este reprezentată în figura 1.8, *a* și *b* ca sursă reală de tensiune (circuit tip Thévenin), respectiv ca sursă reală de curent (circuit tip Norton)

$$I_{zg} = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R}}. \tag{1.28}$$

În figurile 1.9 și 1.10 se indică modul de înlocuire a două rezistoare serie sau în paralel cu surse de zgomot echivalente. Același rezultat se obține direct dacă se aplică formulele (1.27) și (1.28) rezistențelor echivalente. Se verifică simplu că între două rezistoare legate în paralel, care se află la aceeași temperatură, nu există transfer de energie, indiferent de valoarea lor [8].

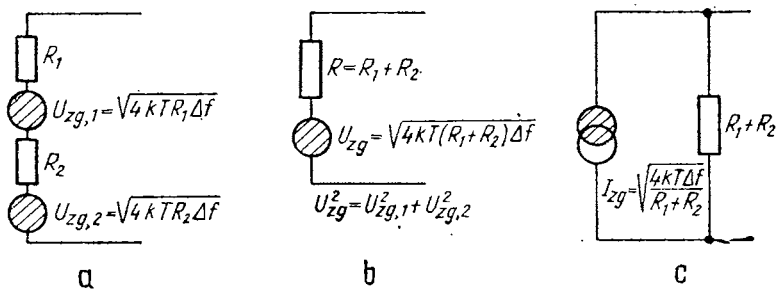


Fig. 1.9. Surse de zgomot echivalente pentru două rezistoare în serie.

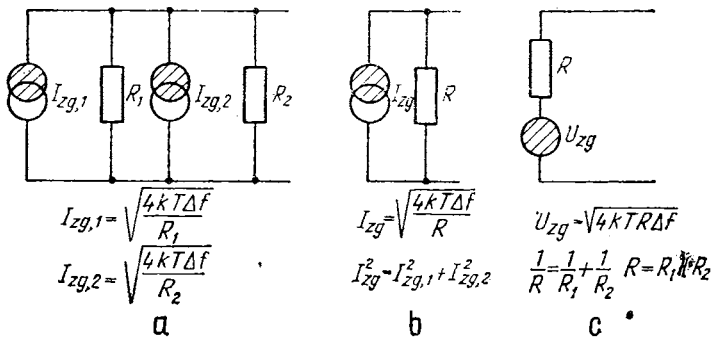


Fig. 1.10. Surse de zgomot echivalente pentru două rezistoare în paralel.

Puterea de zgomot a unui rezistor $\frac{U_{zg}^2}{R}$ este constantă pe unitatea de bandă (1 Hz), indiferent de frecvența de măsurare și ca urmare densitatea spectrală a zgomotului termic este constantă, acesta încadrîndu-se în categoria de *zgomot alb.*

În figura 1.11, *a* se consideră un generator de semnal cu zgomot care atacă un amplificator a cărui impedanță de intrare este caracterizată prin R_{in} și C_{in}. Se pune problema determinării zgomotului introdus de impedanța $\underline{Z}$, figura 1.11, *b*, care se transformă ca în figurile 1.11, *c* și *d*.

$$\underline{Z}=\frac{R}{1+j\omega C_{in}R}=\frac{R}{1+(\omega C_{in}R)^2}-\frac{j\omega C_{in}R^2}{1+(\omega C_{in}R)^2}=$$

$$=R_f+\frac{1}{j\omega C},\quad R=R_g\|R_{in}. \tag{1.29}$$

După Nyquist [2] valoarea medie pătratică a tensiunii de zgomot cu spectru între frecvențele finite f_j, f_s, care apare la bornele unei impedanțe este:

$$\overline{u_{zg}^2}=4kT\int_{f_j}^{f_s}R_f\,df, \tag{1.30}$$

unde R_f, rezistența dependentă de frecvență, are din (1.29) expresia:

$$R_f=\frac{R}{1+(\omega C_{in}R)^2}=\frac{R}{1+4\pi^2f^2R^2C_{in}^2}, \tag{1.31}$$

$$\overline{u_{zg}^2}=U_{zg}^2=\frac{4kT}{2\pi C_{in}}[\operatorname{arctg}2\pi RC_{in}f_s-\operatorname{arctg}2\pi RC_{in}f_j]. \tag{1.32}$$

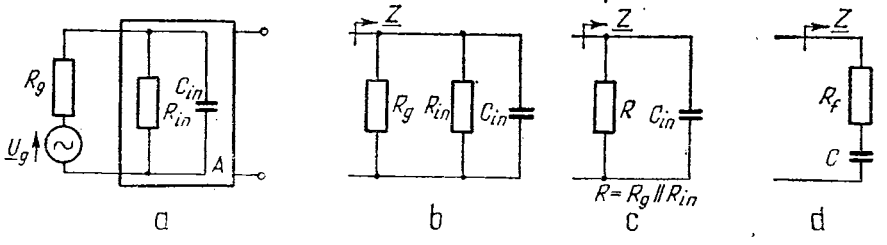


Fig. 1.11. Sursă de semnal cu zgomot și amplificator real.

Dacă sînt îndeplinite condițiile $RC_{in} \ll \frac{1}{2\pi f_s}$, $RC_{in} \ll \frac{1}{2\pi f_j}$, atunci tensiunea de zgomot se poate aproxima cu:

$$U_{zg}^2 \cong 4kTR(f_s - f_j), \tag{1.33}$$

adică se ajunge din nou la distribuția uniformă a componentelor spectrului tensiunii de fluctuație în limitele benzii considerate (caracter de zgomot alb).

Dacă $\frac{1}{2\pi f_s} \ll RC_{in} \ll \frac{1}{2\pi f_j}$, adică R_f variază de la valoarea sa maximă R pînă practic la zero în banda amplificatorului, atunci din (1.32) rezultă expresia aproximativă:

$$U_{zg}^2 \cong \frac{kT}{C_{in}}. \tag{1.34}$$

Tensiunea de zgomot nu depinde în acest caz de rezistența din circuitul de intrare al amplificatorului și de banda sa, deoarece aceasta este foarte mare și variația ei nu poate modifica prea mult valoarea U_{zg}^2, condensatorul C_{in} scurtcircuitînd componentele de frecvențe înalte ale tensiunii de zgomot.

Condițiile presupuse anterior nu sînt în general satisfăcute și în consecință tensiunea de zgomot depinde de banda $f_s - f_j$ și de domeniul de frecvență în care este plasată. Cu parametrii circuitului de intrare constanți și banda constantă, tensiunea de zgomot scade la creșterea frecvenței deoarece scade R_f, ceea ce explică și micșorarea lui U_{zg} la creșterea capacității C_{in}.

Zgomotul de alice este determinat de caracterul fluctuant al emisiei de purtători de sarcină sau al trecerii lor prin joncțiunile tranzistoarelor. Zgomotul de alice se apreciază cu un generator de curent:

$$I_{zg}^2 = 2eI\Delta f, \tag{1.35}$$

unde $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C este sarcina electronului;
I — intensitatea curentului continuu;
Δf — banda de frecvență.

Zgomotul $\frac{1}{f}$, a cărui natură este insuficient clarificată la dispozitive semiconductoare, se caracterizează cu un generator de tensiune invers proporțional cu frecvența:

$$U_{zg}^2 \sim \frac{1}{f}. \tag{1.36}$$

Tranzistoarele bipolare se caracterizează din punctul de vedere al zgomotelor cu o sursă de tensiune de zgomot termic datorită rezistenței bazei, trei surse de curent de zgomot reprezentînd zgomotul de alice al curentului de bază de difuzie și curentul rezidual de emitor, al curentului de colector de difuzie și al curentului rezidual de colector etc. Zgomotele tranzistoarelor unipolare sînt determinate de rezistențele de sursă și de drenă, de rezistența canalului intrinsec și de efectul de alice al curentului din circuitul de poartă. De remarcat că sînt mai multe moduri de considerare a surselor de zgomot la tranzistoare.

Caracterizarea unui amplificator în privința zgomotului propriu se face prin *factorul de zgomot F*. Dacă se admite că primul etaj A_{P1} din amplificatorul din figura 1.12 nu introduce zgomot, atunci raportul semnal/zgomot la intrarea

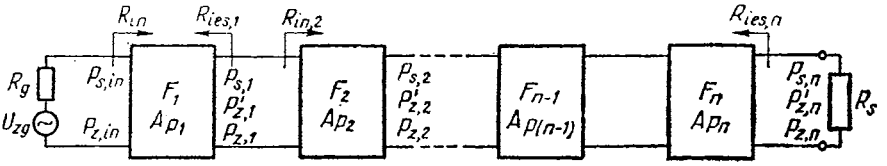


Fig. 1.12. Amplificator cu zgomote.

și ieșirea sa este același. $P_{s,in}$ și $P_{z,in}$ sînt puterile utilă și de zgomot la intrare, $P_{s,1}$ este puterea utilă la ieșire, $P'_{z,1}$ este puterea de zgomot la ieșire pentru A_{P1} fără zgomot, $P_{z,1}$ este puterea de zgomot la ieșire considerînd A_{p1} cu zgomot.

Rapoartele semnal/zgomot pentru A_{P1} fără zgomot la intrare și ieșire sînt egale:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{1,\,in} = \frac{P_{s,in}}{P_{z,in}}; \quad \left(\frac{S}{N}\right)_{1,\,ieș} = \frac{P_{s,1}}{P'_{z,1}} = \frac{A_{P1}P_{s,in}}{A_{P1}P_{z,in}} = \left(\frac{S}{N}\right)_{1,\,in}. \tag{1.37}$$

Dacă A_{P1} este cu zgomot, atunci la ieșire puterea de zgomot este mai mare

$$P_{z,1} > P'_{z,1}; \quad P_{z,1} = P'_{z,1} + P_{zg,1}, \tag{1.38}$$

unde $P_{zg,1}$ este puterea de zgomot suplimentară datorită lui A_{P1}. În această situație nouă, la ieșire se obține un raport semnal/zgomot mai mic:

$$\frac{P_{s,in}}{P_{z,in}} > \frac{P_{s,1}}{P_{z,1}} = \frac{A_{P1}P_{s,in}}{A_{P1}P_{z,in} + P_{zg,1}}. \tag{1.39}$$

Factorul de zgomot care caracterizează etajul A_{P1} se definește ca:

$$F_1 = \frac{P_{s,in}}{P_{z,in}} \Big/ \frac{P_{s,1}}{P_{z,1}} = \frac{P_{z,1}}{P_{z,in}A_{P1}} = \frac{P_{z,1}}{P'_{z,1}} > 1. \tag{1.40}$$

Pentru amplificatorul din figura 1.12 cu mai multe etaje, se pot scrie relațiile:

$$\begin{aligned}
&P_{z,1} = F_1P'_{z,1} = A_{P1}F_1P_{z,in}\\
&P_{z,2} = P'_{z,2} + P_{zg,2}; \quad P_{zg,2} = P_{z,2} - P'_{z,2} = P'_{z,2}(F_2 - 1)\\
&P_{z,2} = A_{P2}P_{z,1} + P_{zg,2} = A_{P1}A_{P2}F_1P_{z,in} + P'_{z,2}(F_2 - 1)\\
&P_{z,3} = A_{P3}P_{z,2} + P_{zg,3} = A_{P1}A_{P2}A_{P3}F_1P_{z,in} + A_{P3}P'_{z,2}(F_2 - 1) + P'_{z,3}(F_3 - 1)\\
&\vdots\\
&P_{z,n} = A_{P1}A_{P2}A_{P3} \ldots A_{Pn}F_1P_{z,in} + P'_{z,2}(F_2 - 1)\,A_{P3}A_{P4} \ldots A_{Pn} +\\
&\quad + P'_{z,n-1}(F_{n-1} - 1) \cdot A_{Pn} + P'_{z,n}(F_n - 1)
\end{aligned} \tag{1.41}$$

unde $P'_{z,1}$, $P'_{z,2}$, $P'_{z,3}$, ..., $P_{z,n}$ sînt puterile de zgomot care se obțin la ieșirea fiecărui etaj cînd acesta nu introduce zgomot, iar toate etajele precedente introduc zgomot;

$P_{zg,1}$, $P_{zg,2}$, ..., $P_{zg,n}$ sînt puterile de zgomot suplimentare la ieșirea fiecărui etaj, datorită zgomotului introdus de acestea;

$P_{z,1}$, $P_{z,2}$, ..., $P_{z,n}$ sînt puterile de zgomot totale la ieșirea etajelor A_{P1}, A_{P2}, ..., A_{Pn} cînd acestea introduc zgomot.

Puterea de zgomot la ieșirea amplificatorului în cazul în care etajele nu introduc zgomot este:

$$P^*_{z,n} = A_{P1}A_{P2} \ldots A_{Pn}P_{z,in}. \tag{1.42}$$

Pentru factorul de zgomot al amplificatorului la ieșirea A_{Pn} cu relațiile (1.41) și (1.42) rezultă expresia:

$$F = \frac{P_{z,n}}{P^*_{z,n}} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{A_{P1}A_{P2}} \frac{P'_{z,2}}{P_{z,in}} + \frac{F_3 - 1}{A_{P1}A_{P2}A_{P3}} \frac{P'_{z,3}}{P_{z,in}} + \ldots$$
$$+ \frac{F_{n-1} - 1}{A_{P1}A_{P2} \ldots A_{Pn-1}} \frac{P'_{z,n-1}}{P_{z,in}} + \frac{F_n - 1}{A_{P1}A_{P2} \ldots A_{Pn-1}A_{Pn}} \frac{P'_{z,n}}{P_{z,in}}. \quad (1.43)$$

Se consideră că se realizează adaptarea între etaje pentru transferul maxim de putere, $R_g = R_{in}$, $R_{ieș,1} = R_{in,2} \ldots R_{ieș,n} = R_s$. De exemplu, în figura 1.13, ieșirea lui A_{P1} este caracterizată prin sursa de zgomot $U_{zg,1}$ și rezistența $R_{ieș,1}$ și $R_{ieș,1} = R_{in,2}$.

La intrare se consideră sursa de zgomot termic al rezistenței R_g, $U^2_{zg} = 4kTR_g\Delta f$. Puterea de zgomot absorbită în primul etaj pentru $R_g = R_{in}$ este:

$$P_{z,in} = \frac{U^2_{zg}}{(R_g + R_{in})^2} R_{in} = \frac{U^2_{zg}}{4R_g} = kT\Delta f. \quad (1.44)$$

Pentru puterile absorbite la celelalte intrări, rămîne valabilă tot expresia (1.44) și deci se poate scrie:

$$P'_{z,1} = A_{P1}kT\Delta f, \quad P'_{z,2} = A_{P2}kT\Delta f \ldots P'_{z,n} = A_{Pn}kT\Delta f. \quad (1.45)$$

Cu expresiile (1.45) factorul de zgomot F din (1.43) devine de forma:

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{A_{P1}} + \frac{F_3 - 1}{A_{P1}A_{P2}} + \ldots + \frac{F_{n-1} - 1}{A_{P1}A_{P2} \ldots A_{Pn-2}} +$$
$$+ \frac{F_n - 1}{A_{P1}A_{P2} \ldots A_{Pn-1}}. \quad (1.46)$$

Cu relațiile (1.43) și (1.46) se pune în evidență rolul important al primului etaj, a cărui zgomot este amplificat în toate etajele. Acesta este motivul pentru care se acordă o atenție deosebită primului etaj în privința zgomotului, care trebuie să fie cît mai mic, mai ales că nu poate fi redus folosind reacția negativă.

Factorul de zgomot se poate exprima și în decibeli:

$$F = \frac{P_{s,in}}{P_{z,in}} \Big/ \frac{P_{s,ieș}}{P_{z,ieș}},$$

unde $P_{s,in}$, $P_{s,ieș}$ sînt puterile de semnal la intrare și ieșire, $P_{z,in}$, $P_{z,ieș}$ cele de zgomot.

$$10 \lg \frac{P_{s,ieș}}{P_{z,ieș}} = 10 \lg \frac{P_{s,in}}{P_{z,in}} - 10 \lg F \quad (1.47)$$

și folosind rapoartele semnal/zgomot

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{ieș}[\text{dB}] = \left(\frac{S}{N}\right)_{in}[\text{dB}] - 10 \lg F. \quad (1.48)$$

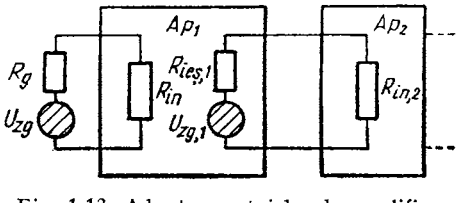


Fig. 1.13. Adaptarea etajelor de amplificare.

Se poate arăta că un amplificator poate fi apreciat în privința zgomotelor,

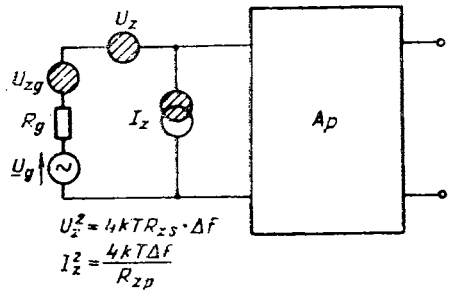


Fig. 1.14. Generatoare de zgomot la intrarea unui amplificator.

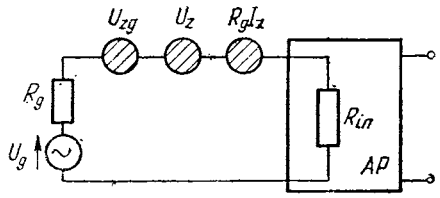


Fig. 1.15. Variante de dispunere a surselor de zgomot.

cu două surse de zgomot independente U_z și I_z, caracterizate convențional prin rezistențele R_{zs}, R_{zp}, figura 1.14.

Schema se poate transforma ca în figura 1.15, de unde se obține pentru F expresia:

$$F = \frac{P_{z,2}}{P'_{z,2}} = \frac{A_P \dfrac{U_{zg}^2 + U_z^2 + (R_g I_z)^2}{(R_g + R_{in})^2} R_{in}}{A_P \dfrac{U_{zg}^2}{(R_g + R_{in})^2} R_{in}} = 1 + \frac{U_z^2}{U_{zg}^2} + \left(\frac{R_g I_z}{U_{zg}}\right)^2 = 1 + \frac{R_{zs}}{R_g} + \frac{R_g}{R_{zp}}. \qquad (1.49)$$

$P'_{z,2}$, $P_{z,2}$ sînt puterile de zgomot la ieșirea amplificatorului fără zgomotul introdus de acesta și considerînd zgomotul său după definiția (1.38).

Considerînd în (1.49) R_g variabilă, se poate determina valoarea acesteia pentru ca zgomotul să fie minim:

$$F_{min} = 1 + 2\sqrt{\frac{R_{zs}}{R_{zp}}} \qquad (1.50)$$

pentru $R_g = R_{g\,optim} = \sqrt{R_{zs} R_{zp}}$.

Respectînd relația (1.50), nu se asigură adaptarea la intrarea în primul etaj pentru transferul maxim de putere, această condiție putîndu-se realiza însă în etajele următoare.

1.5. AMPLIFICATOARE IDEALE

În paragrafele 1.2, 1.3 au fost precizate condițiile în care un amplificator nu introduce distorsiuni liniare și neliniare și s-a definit regimul de semnal mic.

La amplificatoarele ideale amplificările sînt independente de elementele exterioare amplificatorului.

Pentru a discuta particularitățile amplificatoarelor ideale de tensiune, de curent, transadmitanță și transimpedanță se definesc, în legătură cu amplificatorul ideal din figura 1.16, amplificările prin care se poate caracteriza răspunsul acestuia.

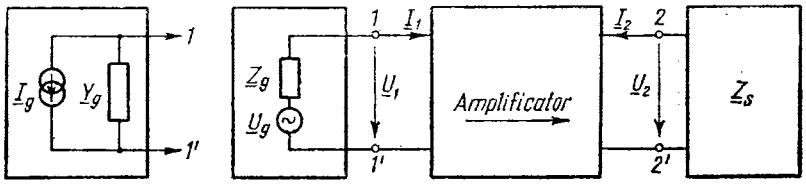


Fig. 1.16. Amplificator ideal.

Amplificatorul este atacat la intrare cu generatorul de tensiune $\underline{U}_g$ cu impedanța interioară $\underline{Z}_g$ sau cu generatorul $\underline{I}_g$ cu admitanța $\underline{Y}_g$ și încărcat la ieșire cu impedanța de sarcină $\underline{Z}_s = \frac{1}{\underline{Y}_s}$.

Răspunsul amplificatorului poate fi determinat în mai multe feluri după mărimea de ieșire considerată și după modul cum se iau mărimile de intrare, $\underline{U}_g$, $\underline{I}_g$ sau $\underline{U}_1$, $\underline{I}_1$.

$$\underline{A}_{U_g} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g}; \quad \underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}, \text{ amplificările în tensiune;} \tag{1.51}$$

$$\underline{A}_{Yg} = \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_g}; \quad \underline{A}_Y = \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_1}, \text{ amplificările transadmitanță;} \tag{1.52}$$

$$\underline{A}_{Ig} = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_g}; \quad \underline{A}_I = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1}, \text{ amplificările în curent;} \tag{1.53}$$

$$\underline{A}_{Zg} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_g}; \quad \underline{A}_Z = \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_1}, \text{ amplificările transimpedanță.} \tag{1.54}$$

Alegerea mărimilor cu care se determină amplificările depinde de specificul destinației amplificatorului și de tipul schemei. Dealtfel, cunoscînd o amplificare, se pot determina celelalte, de exemplu:

$$\underline{U}_2 = -\underline{I}_2\underline{Z}_s; \quad \underline{A}_{Yg} = \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_g} = -\frac{\underline{U}_2}{\underline{Z}_s\underline{U}_g}; \quad \underline{A}_{Ug} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g} = -\underline{Z}_s\underline{A}_{Yg} \text{ etc.}$$

În amplificatoarele reale, amplificările depind de $\underline{Z}_g$ și $\underline{Z}_s$, ceea ce complică și analiza comportării lor. Acest lucru se poate verifica în legătură cu figura 1.17, unde un amplificator real este reprezentat cu un cuadripol cu parametrii h în joasă frecvență și $\underline{Z}_g = R_g$, $\underline{Z}_s = R_s$. Acest amplificator nu este unilateral deoarece circuitul de ieșire influențează circuitul de intrare prin generatorul $h_{12}u_2$. Amplificatoarele ideale sînt întotdeauna unilaterale, adică semnalul trece prin amplificator numai de la intrare spre ieșire.

În legătură cu reprezentarea amplificatoarelor sub formă de cuadripol, se menționează că un amplificator poate fi analizat cu orice tip de parametri de cuadripol, însă în funcție de particularitățile diferitelor scheme pot fi mai avantajoși anumiți parametri. Același lucru

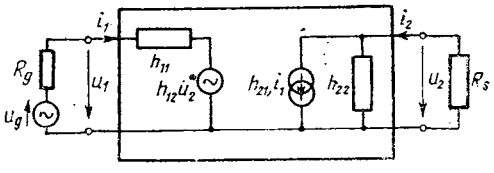


Fig. 1.17. Amplificator reprezentat cu cuadripol cu parametri h.

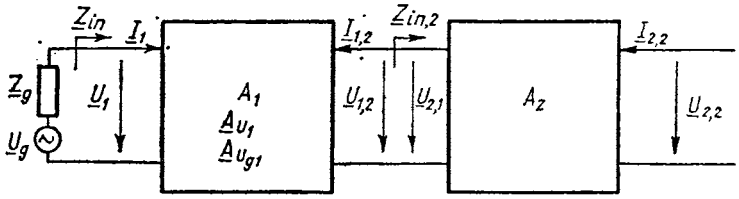


Fig. 1.18. Etaje de amplificare în cascadă.

este valabil și pentru reprezentarea tranzistoarelor în schemele echivalente ale amplificatoarelor.

La analiza în joasă frecvență a etajelor de amplificare, în schemele echivalente pentru tranzistoarele bipolare se folosesc circuitele echivalente cu parametri h și π — hibrid (Giacoletto), în timp ce la înaltă frecvență se folosesc circuitele echivalente cu parametrii y și π — hibrid în înaltă frecvență.

Determinarea amplificărilor în raport cu mărimile $\underline{U}_1$, $\underline{I}_1$ poate fi utilă dacă amplificatorul urmează să fie atacat la intrare cu diferite generatoare de semnal. În această situație, cînd se cunoaște $\underline{A}_{U_1} = \dfrac{\underline{U}_{1.2}}{\underline{U}_1}$ și se poate calcula $\underline{Z}_{in}$ (fig. 1.18), atunci $\underline{A}_{U_{g1}}$ este de forma:

$$\underline{A}_{U_{g1}} = \frac{\underline{U}_{1.2}}{\underline{U}_g} = \frac{\underline{U}_{1.2}}{\underline{U}_1}\,\frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_g} = \underline{A}_{U_1}\,\frac{\underline{Z}_{in}}{\underline{Z}_g + \underline{Z}_{in}}. \tag{1.55}$$

Avînd amplificările individuale ale etajelor $\dfrac{\underline{U}_{1.2}}{\underline{U}_1}$; $\dfrac{\underline{U}_{2.2}}{\underline{U}_{2.1}} = \dfrac{\underline{U}_{2.2}}{\underline{U}_{1.2}}$ ... și $\dfrac{\underline{U}_1}{\underline{U}_g}$ se poate factoriza mai ușor funcția de transfer globală a amplificatorului în vederea determinării polilor și zerourilor din răspunsul amplificatorului, adică a rădăcinilor polinoamelor de la numitor și numărător, ceea ce este foarte avantajos la proiectarea manuală a amplificatoarelor. Apare o mare dificultate din cauza faptului că impedanța de intrare a unui etaj depinde de sarcina de ieșire, adică impedanța (admitanță) de intrare în etajul următor și invers, parametrii acestui etaj sînt condiționați de natura sursei de semnal, adică circuitul echivalent de ieșire din etajul precedent.

În etajele de amplificare ideale nu apar problemele anunțate mai sus. În figura 1.19 se consideră un amplificator unilateral și $\underline{Z}_g = \dfrac{1}{\underline{Y}_g} = R_g$; $\underline{Z}_s = \dfrac{1}{\underline{Y}_s} = R_s$. Amplificatorul are reprezentarea de cuadripol cu parametri $Z(r)$ cu $Z_{12}(r_{12}) = 0$. $A_{U\infty}$ este amplificarea $\dfrac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}$ determinată la gol ($R_s = \infty$). $R_{ieș}$ este rezistența de ieșire a amplificatorului a cărui ieșire este dată sub forma de circuit Thévenin:

$$A_{U_g} = \frac{|\underline{U}_2|}{|\underline{U}_g|} = A_{U\infty}\,\frac{R_{in}}{R_{in} + R_g}\,\frac{R_s}{R_s + R_{ieș}} = A_{U_g}(A_{U\infty},\ R_s,\ R_g). \tag{1.56}$$

Pentru ca A_{U_g} să fie independent de elementele exterioare, este necesar ca

$$R_{in} \to \infty,\ R_{ieș} \to 0. \tag{1.57}$$

Acestea sînt condițiile impuse pentru un amplificator ideal de tensiune. În amplificatoare reale se poate realiza numai $R_{in} \gg R_g$ și $R_{ieș} \ll R_s$.

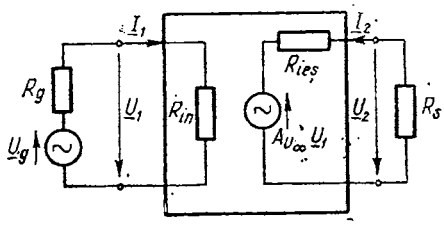


Fig. 1.19. Schemă echivalentă de amplificator de tensiune.

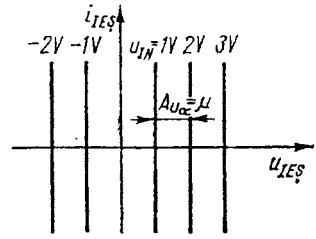


Fig. 1.20. Caracteristici de ieșire pentru dispozitiv amplificator de tensiune ideal.

Dispozitivul activ cu care s-ar realiza etajele ideale de amplificare în tensiune trebuie să aibă familia de caracteristici de ieșire ca în figura 1.20, unde $i_{IEȘ}$ și $u_{IEȘ}$ sînt valorile totale ale curentului și tensiunii din circuitul de ieșire și u_{IN} este tensiunea totală de intrare. Circuitul echivalent pentru un astfel de dispozitiv este reprezentat în figura 1.21, referința pentru $A_{U\infty}u_1$ luîndu-se pentru situația în care se realizează la ieșire inversarea de fază (u_2 în opoziție cu u_1), $A_{U\infty} > 0$.

Puterea instantanee pe sarcina utilă R_s este:

$$p = \frac{u_2^2}{R_s} = \frac{(A_{U\infty}u_1)^2}{R_s} \tag{1.58}$$

depinzînd numai de nivelul tensiunii u_1 cu R_s constantă. În circuitul de intrare, dispozitivul activ nu consumă putere, $A_P \to \infty$.

În practică nu găsim dispozitive active cu familia de caracteristici ca în figura 1.20.

În figura 1.22, se consideră dispozitivul ideal cu un condensator C conectat între intrare și ieșire. Pentru curentul i_1 rezultă expresia:

$$i_1 = C\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(u_1 - u_2) = C\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(u_1 + A_{U\infty}u_1) = C(1 + A_{U\infty})\frac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}t}. \tag{1.59}$$

Față de bornele de intrare capacitatea C apare majorată la $C_e = (1 + A_{U\infty})C$, $A_{U\infty} > 0$, figura 1.22, *b*. Acesta este efectul Miller pus pentru prima dată în evidență la triodă, schema din figura 1.22 putînd să fie folosită în aplicațiile în care se cer efecte de capacitate mare.

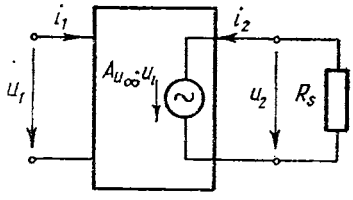


Fig. 1.21. Circuit echivalent pentru dispozitiv amplificator de tensiune ideal.

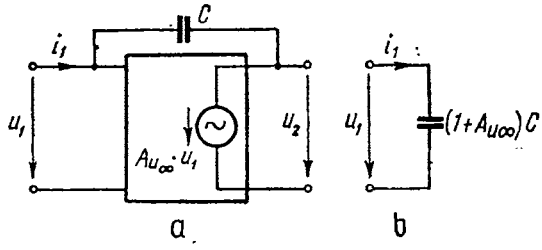


Fig. 1.22. Amplificator de tensiune ideal. Efect Miller.

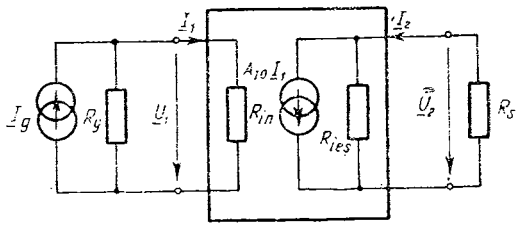


Fig. 1.23. Amplificator de curent.

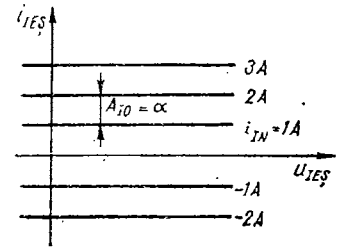


Fig. 1.24. Caracteristici de ieșire pentru dispozitiv amplificator ideal de curent ideal.

În figura 1.23 este reprezentat un amplificator unilateral cu parametrii de cuadripol *h*, unde circuitul de ieșire echivalent este un generator de curent real (circuit Norton) și $R_{in}=h_{11}$, $R_{ieș}=\dfrac{1}{h_{22}}$. Pentru amplificarea de curent se obține expresia:

$$A_{Ig}=\frac{|\underline{I}_2|}{|\underline{I}_g|}=A_{I0}\,\frac{R_{ieș}}{R_{ieș}+R_s}\,\frac{R_g}{R_g+R_{in}}=A_{Ig}(A_{I0},\ R_g,\ R_s) \qquad (1.60)$$

unde A_{I0} este factorul de amplificare în curent $\dfrac{|\underline{I}_2|}{|\underline{I}_1|}$ pentru $R_s=0$ (scurt-circuit la ieșire).

Pentru ca A_{Ig} să fie independent de elementele exterioare R_s, R_g este necesar ca

$$R_{in}\to 0,\quad R_{ieș}\to\infty. \qquad (1.61)$$

În amplificatoarele reale se poate realiza numai $R_{in}\ll R_g$ și $R_{ieș}\gg R_s$.

Dispozitivul activ cu care s-ar realiza etaje de amplificare ideale de curent ar trebui să aibă caracteristici de ieșire ca în figura 1.24, parametrul i_{IN} fiind curentul total de intrare. Schema echivalentă a dispozitivului activ este dată în figura 1.25. Pentru dispozitivul activ care respectă referințele din figura 1.26, *a* rezultă:

$$u_1=(1-\alpha)\,i_1R_s, \qquad (1.62)$$

rezistența văzută la intrare fiind $R_{in}=(1-\alpha)\,R_s$ (fig. 1.26, *b*). Dacă $\alpha>1$ se obține față de bornele de intrare o rezistență negativă. În cazul general se poate realiza transformarea impedanței de sarcină $\underline{Z}_s$, soluția avînd aplicații în filtrele electrice și oscilatoare.

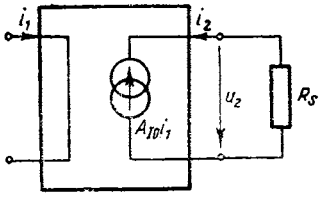


Fig. 1.25. Schemă echivalentă pentru dispozitiv activ amplificator de curent ideal.

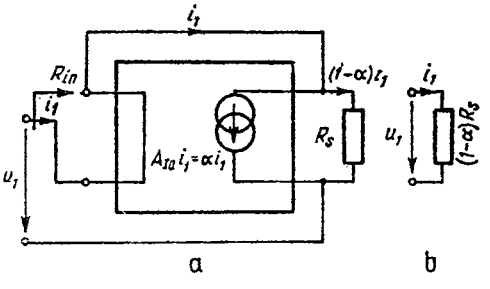


Fig. 1.26. Amplificator de curent ideal convertor de impedanță.

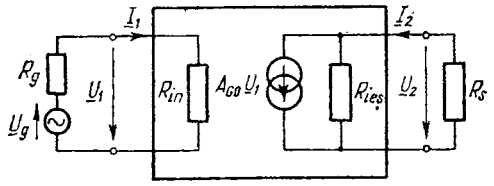


Fig. 1.27. Amplificator transconductanță.

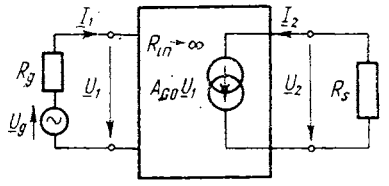


Fig. 1.28. Amplificator transconductanță ideal.

Tranzistorul bipolar are caracteristicile de ieșire apropiate de acelea ale unui dispozitiv ideal amplificator de curent.

Un amplificator ideal transconductanță se definește în legătură cu figura 1.27

$$A_{Gg}=\frac{|\underline{I}_2|}{|\underline{U}_g|}=A_{G0}\,\frac{R_{ieş}}{R_{ieş}+R_s}\cdot\frac{R_{in}}{R_{in}+R_g}=A_{Gg}(A_{G0},\,R_g,\,R_s), \tag{1.63}$$

unde A_{G0} este amplificarea transconductanță $\frac{|\underline{I}_2|}{|\underline{U}_1|}$ pentru $R_s=0$ (scurt-circuit la ieșire). Pentru ca A_{Gg} să nu depindă de elementele exterioare amplificatorului, este necesar ca

$$R_{in}\to\infty\ R_{ieş}\to\infty. \tag{1.64}$$

Dacă sînt satisfăcute (1.64), atunci $A_{Gg}\to A_{G0}$. În amplificatoarele reale se pot asigura numai condițiile $R_{in}\gg R_g$ și $R_{ieş}\gg R_s$. Amplificatorul ideal transconductanță are schema echivalentă ca în figura 1.28.

Condițiile pentru un amplificator ideal transrezistență se stabilesc în legătură cu figura 1.29

$$A_{Rg}=\frac{|\underline{U}_2|}{|\underline{I}_g|}=A_{R\infty}\,\frac{R_s}{R_{ieş}+R_s}\cdot\frac{R_g}{R_{in}+R_g}, \tag{1.65}$$

unde $A_{R\infty}$ este amplificarea $\frac{|\underline{U}_2|}{|\underline{I}_1|}$ pentru $R_s\to\infty$. Pentru ca A_{Rg} să fie independent de circuitele exterioare amplificatorului este necesar ca

$$R_{in}\to 0,\quad R_{ieş}\to 0. \tag{1.66}$$

Un amplificator ideal transrezistență se reduce la schema din figura 1.30. În cazul unui amplificator real se pot realiza numai condițiile $R_{in}\ll R_g$ și $R_{ieş}\ll R_s$.

În analiza de mai sus, toate amplificările au fost considerate numere reale, ceea ce este valabil dacă se consideră în scheme numai elemente pur

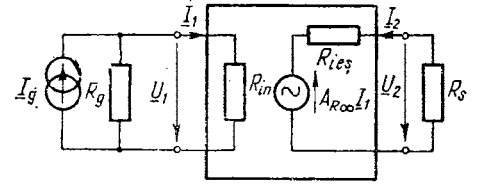


Fig. 1.29. Amplificator transrezistență.

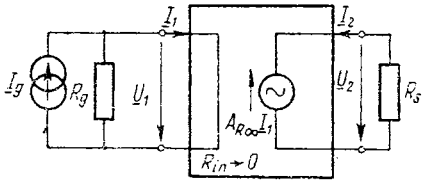


Fig. 1.30. Amplificator transrezistență ideal.

rezistive. Dacă generatorul de intrare se caracterizează printr-o impedanță (admitanță) de ieșire $\underline{Z}_g\left(\frac{1}{\underline{Y}_g}\right)$ și sarcina este o mărime complexă $\underline{Z}_s\left(\frac{1}{\underline{Y}_s}\right)$, atunci amplificările devin numere complexe. Același lucru este valabil dacă amplificatorul cuprinde elemente reactive interioare.

Dependența rezistenței de intrare a unui amplificator neunilateral de condițiile de la ieșire este exemplificată în figura 1.31, *a*, unde amplificatorul este caracterizat cu parametrii *g* de cuadripol:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= g_{11}\underline{U}_1 + g_{12}\underline{I}_2 \\ \underline{U}_2 &= g_{21}\underline{U}_1 + g_{22}\underline{I}_2. \end{aligned} \tag{1.67}$$

Se reamintește că $g_{11} = 1/R_{in}$ și $g_{21} = A_{U\infty}$ se determină cu ieșirea cuadripolului în gol ($I_2 = 0$, $R_s \to \infty$) și g_{12} și g_{22} cu bornele de intrare în scurtcircuit ($U_1 = 0$).

Dacă $R_{ieș} = g_{22} \ll R_s$, atunci cu referințele din figura 1.31, *a* rezultă că

$$\underline{I}_2 \cong -\frac{A_{U\infty}\underline{U}_1}{R_s} \quad \text{și} \quad g_{12}\underline{I}_2 = -g_{12}\frac{A_{U\infty}\underline{U}_1}{R_s},$$

de unde generatorul $g_{12}\underline{I}_2$ poate fi înlocuit cu o rezistență echivalentă R^* ca în figura 1.31, *b*:

$$R^* = \frac{R_s}{(-g_{12}A_{U\infty})}. \tag{1.68}$$

Datorită influenței curentului de ieșire prin generatorul $g_{12}\underline{I}_2$ rezistența de intrare echivalentă devine:

$$R_{in}^* = R_{in} \parallel R^*. \tag{1.69}$$

Pentru ca amplificatorul real din figura 1.31 să devină apropiat de un amplificator ideal, este necesar ca:

$$R_g \ll R_{in} \parallel R^* \quad \text{sau} \quad R_{in} \gg \frac{R_g R_s}{R_s + g_{12}A_{U\infty}R_g}. \tag{1.70}$$

Expresia (1.70) se reduce la $R_{in} \gg R_g$ dacă $|g_{12}A_{U\infty}| \ll \frac{R_s}{R_g}$.

Din discuția de mai sus asupra diferitelor scheme de amplificatoare ideale, rezultă că acestea sînt întotdeauna unilaterale; au un factor de amplificare real și constant în tot domeniul de frecvență, condiția de modul constant nu este suficientă deoarece acestea pot să aibă timp de întîrziere; nu introduc nici un fel de limitări în privința mărimilor semnalelor și deci și în privința puterilor. Condițiile în privința impedanțelor (admitanțelor) de intrare și ieșire au fost discutate în legătură cu fiecare schemă de amplificator ideal.

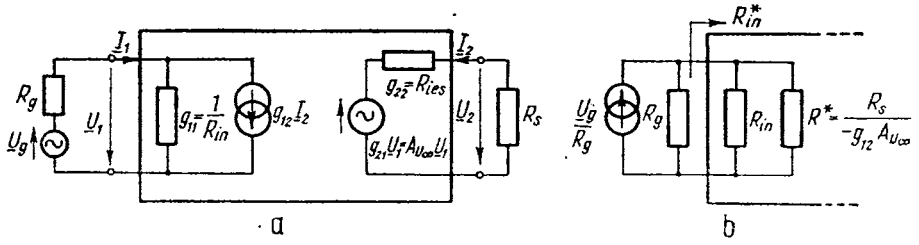


Fig. 1.31. Amplificator caracterizat cu parametrii *g*.

1.6. ETAJE DE AMPLIFICARE DE SEMNAL MIC CU TRANZISTOARE UNIPOLARE

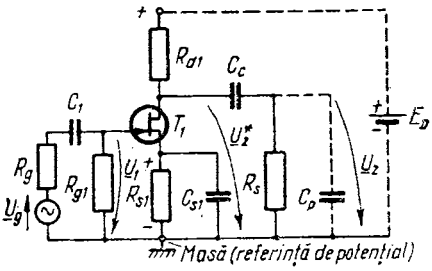


Fig. 1.32. Etaj de amplificare cu tranzistor unipolar.

În figura 1.32 este reprezentat un etaj amplificator de tensiune de c.a. cu tranzistor unipolar în conexiune sursă comună. Sursa de semnal de intrare $\underline{U}_g$ este separată în c.c. de intrarea tranzistorului prin condensatorul de cuplaj C_1 pentru ca punctul de funcționare static al tranzistorului să nu fie afectat de sursă. Punctul static de funcționare este determinat prin rezistoarele R_{d1} și R_{s1} și familiile de caracteristici de intrare sau de ieșire ale tranzistorului, așa cum se va arăta la studiul etajului de semnal mare.

Grupul R_{s1} C_{s1} se numește *grup de polarizare automată*. Tensiunea de negativare pentru tranzistor se asigură prin căderea de tensiune pe R_{s1} cu polaritatea din figură, poarta fiind negativă față de sursă cu această cădere de tensiune (se neglijează căderea de tensiune pe R_{g1} datorită curentului rezidual de poartă). Cu constanta de timp $\tau_{s1} = R_{s1}C_{s1} \gg T_j$, unde T_j este cea mai mare perioadă a semnalului de intrare (cea mai joasă frecvență), se asigură practic un potențial constant al sursei tranzistorului. Se mai spune că grupul R_{s1}, C_{s1} este practic un scurtcircuit pentru semnal sau C_{s1} scurtcircuitează la masă componentele de semnal al curentului de sursă.

Condensatorul C_c separă în curent continuu drena tranzistorului de sarcină utilă R_s, cînd aceasta nu admite componentă de c.c. Necesitatea acestor condensatoare de cuplaj poate să apară din figura 1.33, unde este prezentat un amplificator cu două etaje T_1 și T_2, poarta tranzistorului T_2 fiind de regulă la un potențial de c.c. mai mic față de drena lui T_1. Se observă că schema din figura 1.33 poate fi redusă la cea din figura 1.32, dacă R_s și capacitatea parazită a acesteia C_p se înlocuiesc cu $R_{g2} \| R_{int} \| C_{int}$, unde R_{int} și C_{int} sînt elemente ce caracterizează intrarea din T_2.

Etajele de amplificare din figura 1.32 și 1.33 se numesc *etaje cu cuplaj RC*, după elementele C_1R_{g1}, C_cR_s, C_cR_{g2}.

În figura 1.34 se dă schema echivalentă a circuitului din figura 1.32, în care s-a admis că impedanța $\underline{Z}_{s1} = \dfrac{R_{s1}}{1 + j\omega C_{s1}R_{s1}}$ este scurtcircuit în tot domeniul de frecvență de interes și că sursa de alimentare E_D are rezistența

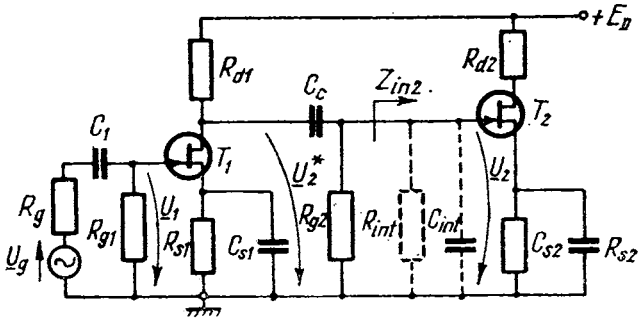


Fig. 1.33. Amplificator cuplaj *RC* cu două etaje.

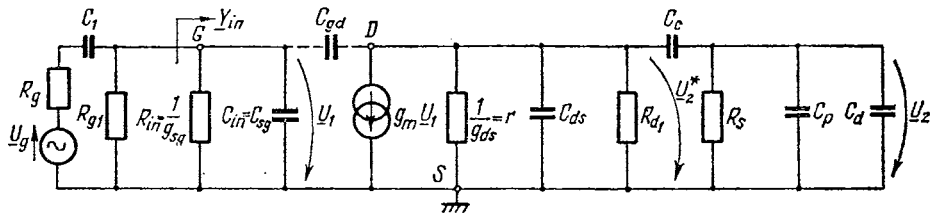


Fig. 1.34. Schemă echivalentă pentru etaj de amplificare cu tranzistor unipolar.

interioară nulă, deci terminala de sus de la R_{d1} este conectată la masă. Tranzistorul s-a reprezentat prin model simplificat [10], r fiind rezistența din circuitul său de ieșire, neglijîndu-se prezența lui C_{gd}, care afectează în principal răspunsul $\frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_g}$. Terminalele tranzistorului poartă, drenă, sursă sînt precizate în modelul echivalent prin G, D și S. Prin capacitatea concentrată C_d s-a apreciat capacitatea distribuită față de masă datorită componentelor de circuit exterioare tranzistorului și firelor de conexiune.

Dacă componentele din montaj sînt dimensionate adecvat, atunci se poate asigura un domeniu bine definit de frecvențe medii în care amplificarea nu este afectată de capacități. Aceasta înseamnă că la frecvențe medii și joase este neglijabil efectul capacităților C_p, C_d și ale tranzistorului. La frecvențe medii și înalte C_1 și C_c sînt scurtcircuite. Condițiile de mai sus sînt în general satisfăcute la amplificatoarele aperiodice de joasă frecvență. În figura 1.35 se reprezintă schemele echivalente pentru frecvențe medii (în mijloc de bandă, în bandă), joasă și înaltă frecvență, notațiile noi introduse avînd semnificațiile:

$$R_0 = r \parallel R_{d1} \parallel R_s; \quad R_1 = R_{d1} \parallel r; \quad C_2 = C_{ds} \parallel C_p \parallel C_d. \tag{1.71}$$

Din figura 1.35,*a* se pot deduce expresiile amplificărilor în bandă, respectiv la înaltă și joasă frecvență. Amplificarea în bandă $\underline{A}_{V0}$ are expresia:

$$\underline{A}_{V0} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{-g_m \underline{U}_1 R_0}{\underline{U}_1} = -g_m R_0 = -A_{V0}, \; A_{V0} > 0. \tag{1.72}$$

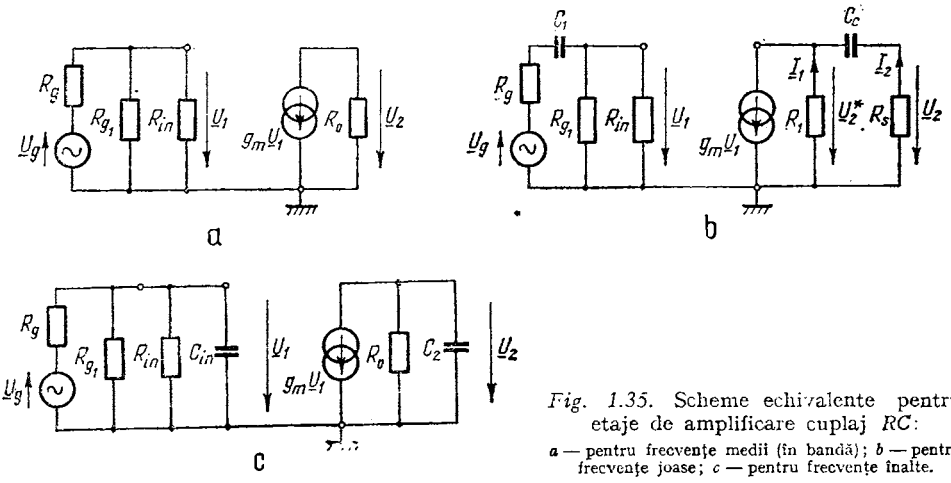


Fig. 1.35. Scheme echivalente pentru etaje de amplificare cuplaj *RC*:
a — pentru frecvențe medii (în bandă); *b* — pentru frecvențe joase; *c* — pentru frecvențe înalte.

Amplificarea în înaltă frecvență este:

$$\underline{A}_{Us}=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}=\frac{-g_mR_0}{1+j\omega C_2R_0}. \tag{1.73}$$

Amplificarea în joasă frecvență:

$$\underline{A}_{Uj}=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}=\frac{-\underline{I}_2R_s}{\underline{U}_1}=-\frac{(g_m\underline{U}_1)\,R_1R_s}{\underline{U}_1\left(R_1+R_s+\dfrac{1}{j\omega C_c}\right)}=$$

$$=-g_m\frac{R_1R_s}{R_1+R_s}\,\frac{1}{1+\dfrac{1}{j\omega C_c(R_1+R_s)}}=\frac{-g_mR_0}{1+\dfrac{1}{j\omega C_c(R_1+R_s)}}. \tag{1.74}$$

Din relațiile (1.73) și (1.74) se definesc frecvențele laterale ale benzii de trecere punînd condiția micșorării modulului de $\frac{1}{\sqrt{2}}$, ori față de mijlocul benzii. Pentru aceasta este necesar $\omega C_2R_0=1$ pentru $\omega=\omega_s$ și $\omega C_c(R_1+R_s)=1$ pentru $\omega=\omega_j$

$$\omega_s=\frac{1}{C_2R_0};\quad f_s=\frac{1}{2\pi C_2R_0};\quad \omega_j=\frac{1}{C_c(R_1+R_s)};$$

$$f_j=\frac{1}{2\pi C_c(R_1+R_s)}. \tag{1.75}$$

Cu notațiile (1.75) amplificările se mai scriu:

$$\underline{A}_{Us}=\frac{-g_mR_0}{1+j\dfrac{\omega}{\omega_s}}=\frac{-g_mR_0}{1+j\dfrac{f}{f_s}}=\frac{\underline{A}_{U0}}{1+j\dfrac{f}{f_s}} \tag{1.76}$$

$$\underline{A}_{Uj}=\frac{-g_mR_0}{1-j\dfrac{\omega_j}{\omega}}=\frac{-g_mR_0}{1-j\dfrac{f_j}{f}}=\frac{\underline{A}_{U0}}{1-j\dfrac{f_j}{f}}. \tag{1.77}$$

Amplificările normate la valorile pe care le au în domeniul frecvențelor medii au expresiile:

$$\underline{A}_{Usn}=\frac{1}{1+j\dfrac{\omega}{\omega_s}}=\frac{1}{1+j\dfrac{f}{f_s}} \tag{1.78}$$

$$\underline{A}_{Ujn}=\frac{1}{1-j\dfrac{\omega_j}{\omega}}=\frac{1}{1-j\dfrac{f_j}{f}}. \tag{1.79}$$

În figura 1.36, pe baza relațiilor (1.76) și (1.77), este dată variația modulului amplificării în funcție de frecvență. Micșorarea modulului amplificării

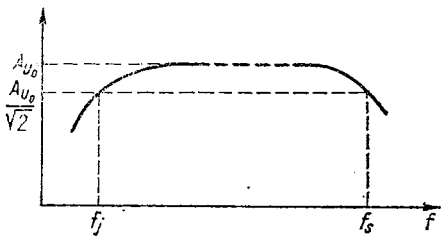


Fig. 1.36. Caracteristica amplitudine-frecvență a unui etaj de amplificare cuplaj *RC*.

în joasă frecvență se datorează pierderii de tensiune pe condensatorul de cuplaj C_c. La înaltă frecvență modulul amplificării scade din cauza micșorării modulului impedanței din circuitul de ieșire al tranzistorului datorită lui C_2.

Pentru amplificările raportate la sursa $\underline{U}_g$ în bandă și la frecvențe joase și înalte, din figurile 1.35, *a*, *b*, *c*, rezultă expresiile:

$$\underline{A}_{Ug0}=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g}=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}\,\frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_g}=-g_mR_0\,\frac{R_{g1}\parallel R_{in}}{R_g+(R_{g1}\parallel R_{in})}=-A_{Ug0} \tag{1.80}$$

$$\underline{A}_{Ugj}=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g}=\frac{-g_mR_0}{1+1/\mathrm{j}\omega C_c(R_1+R_s)}\,\frac{R_{g1}\parallel R_{in}}{R_g+(R_{g1}\parallel R_{in})+1/\mathrm{j}\omega C_1}=$$

$$=-g_mR_0\,\frac{R_{g1}\parallel R_{in}}{R_g+(R_{g1}\parallel R_{in})}\,\frac{1}{1+1/[\mathrm{j}\omega C_c(R_1+R_s)]}\,\frac{1}{1+1/\{\mathrm{j}\omega C_1[R_g+(R_{g1}\parallel R_{in})]\}}=$$

$$=\underline{A}_{Ug0}\,\frac{1}{1-\mathrm{j}f_j/f}\,\frac{1}{1-\mathrm{j}f_1/f} \tag{1.81}$$

$$\underline{A}_{Ugs}=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g}=\frac{-g_mR_0}{1+\mathrm{j}\omega R_0C_2}\,\frac{(R_{g1}\parallel R_{in})/[1+\mathrm{j}\omega C_{in}(R_{g1}\parallel R_{in})]}{R_g+(R_{g1}\parallel R_{in})/[1+\mathrm{j}\omega C_{in}(R_{g1}\parallel R_{in})]}=$$

$$=\underline{A}_{Ug0}\,\frac{1}{1+\mathrm{j}f/f_s}\,\frac{1}{1+\mathrm{j}f/f_2}\,. \tag{1.82}$$

În relațiile de mai sus s-au folosit notațiile:

$$f_j=1/[2\pi C_c(R_1+R_s)],\quad f_1=1/\{2\pi C_1[R_g+(R_{g1}\parallel R_{in})]\},$$
$$f_s=1/(2\pi R_0C_2),\quad f_2=1/[2\pi C_{in}(R_g\parallel R_{g1}\parallel R_{in})]. \tag{1.83}$$

Pentru a se găsi frecvențele laterale f_j^*, f_s^*, în răspunsul $\underline{A}_{Ug}$, în relațiile (1.81) și (1.82) se pun condițiile:

$$\sqrt{1+(f_j/f_j^*)^2}\,\sqrt{1+(f_1/f_j^*)^2}=\sqrt{2}\quad\text{și}\quad\sqrt{1+(f_s^*/f_s)^2}\,\sqrt{1+(f_s^*/f_2)^2}=\sqrt{2}. \tag{1.84}$$

Rezultă:

$$f_j^*=\sqrt{[(f_j^2+f_1^2)/2]\,\left(1+\sqrt{1+4f_j^2f_1^2/(f_j^2+f_1^2)^2}\right)} \tag{1.85}$$

$$f_s^*=\sqrt{[(f_s^2+f_2^2)/2]\,\left(-1+\sqrt{1+4f_s^2f_2^2/(f_s^2+f_2^2)^2}\right)}. \tag{1.86}$$

În înaltă frecvență, calculul devine mai complicat dacă se consideră și capacitatea C_{gd} (fig. 1.34), care apare majorată la intrare prin efect Miller. O metodă aproximativă pentru transformarea schemei echivalente în înaltă frecvență la forma din figura 1.35, *c* este descrisă în paragraful 1.9.

Exemplu. Se consideră în figurile 1.32 și 1.34 următoarele valori numerice $R_g=100\ \mathrm{k\Omega}$, $R_{g1}\parallel R_{in}=1\ \mathrm{M\Omega}$, $R_{d1}=5\mathrm{k\Omega}$, $R_s=0{,}5\ \mathrm{M\Omega}$, $C_p=C_d=5\ \mathrm{pF}$, $C_{in}=5\ \mathrm{pF}$, $C_1=C_c=5\ \mu\mathrm{F}$, $R_{s1}=2\ \mathrm{k\Omega}$, $C_{s1}=100\ \mu\mathrm{F}$, $g_m=5\ \mathrm{mA/V}$, $1/g_{ds}=r\to\infty$, $E_D=10\ \mathrm{V}$. Se admite că din

familiile de caracteristici ale tranzistorului rezultă punctul static determinat de: $I_D = 1$ mA, $-U_{GS} = I_D R_{s1} = 2$ V, $U_{DS} = 3$ V. Puterea disipată de tranzistor în punct static este $P_D = I_D U_{DS} = 3$ mW.

Cu relațiile (1.71) — (1.86) se obțin valorile:

$A_{V0} = g_m R_0 = g_m(R_{d1} \| R_s) = 5\,(\text{mA/V}) \cdot 4{,}95\ \text{k}\Omega = 24{,}75$

$f_j = 1/[2\pi C_c(R_1 + R_s)] = 1/2\pi C_c(R_{d1} + R_s) = 1/2\,\pi \cdot 5 \cdot 10^{-6} \cdot 505 \cdot 10^3 = 0{,}064$ Hz

$f_s = 1/[2\pi C_2 R_0 = 1/2\,\pi \cdot 10 \cdot 10^{-12} \cdot 4{,}95 \cdot 10^3$ Hz $= 3{,}2$ MHz.

$A_{Vg0} = g_m R_0(R_g \| R_{in})/[R_g + (R_{g1} \| R_{in})] = 24{,}75 \cdot 1/(0{,}1 + 1) = 22{,}5$

$f_1 = 1/[2\pi C_1[R_g + (R_{g1} \| R_{in})] = 1/2\pi \cdot 5 \cdot 10^{-6}(0{,}1 + 1) \cdot 10^6 = 0{,}029$ Hz

$f_2 = 1/2\pi C_{in}(R_g \| R_{g1} \| R_{in}) = 1/2\pi \cdot 5 \cdot 10^{-12} \cdot 91 \cdot 10^3$ Hz $= 0{,}35$ MHz

$f_j^* = 0{,}0745$ Hz, $f_s^* = 0{,}12$ MHz.

Cu valorile de mai sus se constată că banda de frecvență este mai îngustă în răspunsul $\underline{A}_{Vg}$ datorită prezenței capacităților C_1 și C_{in}.

În anexa A. 1.1 sînt comentate mai pe larg caracteristicile Bode amplitudine-frecvență și fază-frecvență și se indică și modul lor de aproximare.

La proiectarea etajelor de amplificare de semnal mic, setul de date inițial cuprinde de obicei: mărimea amplificării la frecvențe medii, banda de frecvență, rezistența de sarcină și a generatorului de semnal.

Mersul calculului în proiectarea manuală este de regulă următorul: se alege tensiunea de alimentare care poate fi determinată de la calculul etajelor dinspre ieșire la un amplificator cu mai multe etaje, proiectarea normală a etajelor fiind dinspre ieșire spre intrare; se aleg elementele de polarizare (rezistoare) încît să se obțină un punct static în care nu se depășesc valorile maxime de catalog admise pentru curenți, tensiuni și puterea disipată a dispozitivului activ, puterea disipată cea mai mare fiind în regim fără semnal; se calculează parametrii de semnal mic ai dispozitivului activ în punctul static considerat; se stabilește funcția de transfer pe baza schemelor echivalente ale amplificatorului (etajului) pentru frecvențe medii, joase și înalte în situația cînd există un domeniu bine definit pentru frecvențele medii, altfel este valabilă o singură schemă echivalentă pentru tot domeniul de frecvență, de exemplu în cazul etajelor selective; se studiază dependența de temperatură a parametrilor amplificatorului cînd este necesar. Calculul se repetă pînă se satisfac datele inițiale de proiectare. Verificările se fac în cazurile limită cele mai defavorabile considerînd împrăștierea parametrilor și caracteristicilor dispozitivelor active și toleranțele rezistoarelor și ale celorlalte elemente de circuit, variația lor cu temperatura etc.

1.7. PRODUS AMPLIFICARE BANDĂ ($A_{V0}B$)

Pentru un amplificator cu un domeniu bine definit de frecvențe medii și $f_s \gg f_j$ se poate aproxima banda $B = f_s = 1/2\pi C_2 R_0$, conform relațiilor (1.75). Capacitatea C_2 este determinată de capacitățile parazite ale tranzistorului din etaj și ale conexiunilor exterioare și nu poate fi redusă sub o anumită valoare. Pentru a mări f_s este necesar să se reducă valoarea rezistenței R_0 prin micșorarea lui R_{d1} (fig. 1.32) și prin aceasta se micșorează modulul amplificării în bandă. Există o contradicție între creșterea modulului amplificării în bandă și lărgimea benzii (f_s). În acest scop a fost introdus produsul amplificare-bandă ($A_{V0}B$), parametru care caracterizează performanțele unui etaj amplificator.

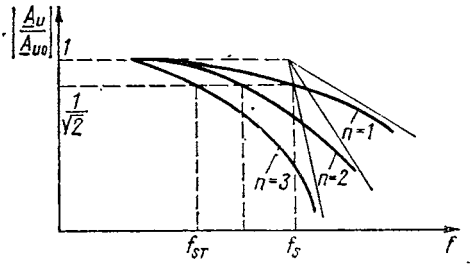


Fig. 1.37. Caracteristica de frecvență normată a unui amplificator cu n etaje identice.

Pentru etajul din figura 1.32, cu relația (1.72), acest produs este:

$$A_{U0}B = A_{U0}f_s = g_m R_0/2\pi C_2 R_0 = \\ = g_m/2\pi C_2. \qquad (1.87)$$

Pentru creșterea produsului amplificare-bandă este necesar să se aleagă un tranzistor cu g_m cît mai mare și capacități parazite cît mai mici.

Pentru a micșora frecvența limită inferioară f_j a benzii, este necesar să se crească valorile condensatoarelor de cuplaj și rezistențelor de poartă. Și în această privință sînt limite. Cu creșterea valorii condensatoarelor de cuplaj cresc și dimensiunile lor și deci și capacitatea parazită pe care o determină în schema de înaltă frecvență.

Folosirea condensatoarelor electrolitice nu este, în general, posibilă cu tranzistoare cu efect de cîmp deoarece au rezistențe de fugă mici, care nu sînt compatibile cu rezistențele de valori mari din electrodul poartă.

În legătură cu produsul amplificare-bandă, se discută mai jos banda unui amplificator cu n etaje identice, cu modulul amplificării normate la frecvențe înalte de forma:

$$A_{Usn} = 1/\sqrt{[1+(f/f_s)^2]^n} = 1/[1+(f/f_s)^2]^{n/2}. \qquad (1.88)$$

Caracteristica de frecvență normată este dată în figura 1.37 și se evidențiază faptul că banda scade cu creșterea lui n, $f_{sT} < f_s$. Expresia frecvenței limită a amplificatorului se determină din condiția:

$$[1+(f_{sT}/f_s)^2]^{n/2} = \sqrt{2}; \quad f_{sT} = f_s\sqrt{2^{1/n}-1}. \qquad (1.89)$$

Banda de frecvență a unui amplificator cu mai multe etaje poate să crească cu creșterea numărului de etaje dacă se păstrează constantă amplificarea totală în bandă A_{U0T}. Aceasta se constată din următorul exemplu. Se presupune că $A_{U0T} = 100$ și dispunem de un etaj cu $A_{U0} = 100$ și $f_s = 1$ MHz. Dacă se folosesc două etaje identice, amplificarea din bandă pentru fiecare etaj devine $A_{U0} = 10$ și $f_s = 10$ MHz. Cu formula (1.89) se determină $f_{sT} = 6{,}4$ MHz. Cu $A_{U0T} = \text{const}$, f_{sT} crește cu numărul de etaje n numai pînă la o anumită limită, după care scade. Există o valoare optimă pentru n în cazul etajelor identice și anume aceea la care amplificarea pe etaj este 1,649 (4,34 dB) [3, pag. 230].

1.8. INFLUENȚA GRUPULUI DE POLARIZARE DIN SURSĂ ASUPRA RĂSPUNSULUI LA FRECVENȚE JOASE

Circuitul de polarizare din sursă R_{s1}, C_{s1} (fig. 1.32), nu mai satisface condiția de scurtcircuit dacă frecvența de lucru a etajului scade sub o anumită limită. Observînd circuitul de intrare al amplificatorului, se constată că o parte din tensiunea utilă de intrare $\underline{U}_1$ se distribuie pe impedanța din sursă, reducîndu-se în acest mod tensiunea de semnal poartă-sursă, care comandă sursa de curent din circuitul de ieșire. Schema echivalentă a etajului este cea din figura 1.38, dacă se consideră și grupul R_{s1}, C_{s1}. Deoarece la frecvențe foarte joase reactanța $\frac{1}{\omega C_c}$ crește foarte mult, se poate determina raportul

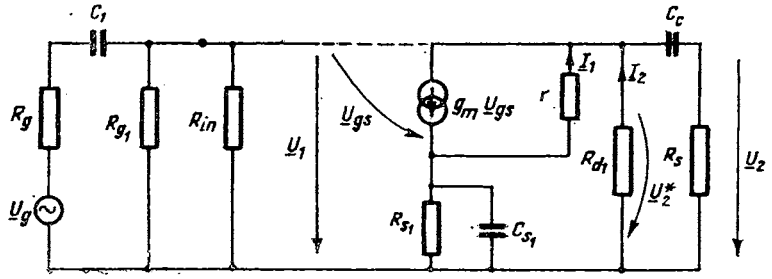


Fig. 1.38. Schema echivalentă a etajului de amplificare cuplaj *RC* în care se consideră și grupul R_{s1}, C_{s1}.

$\frac{\underline{U}_2^*}{\underline{U}_1}$ neglijîndu-se încărcarea cu C_c, R_s. Se consideră etajul încărcat la ieșire cu circuitul de poartă al altui tranzistor și deci $R_s \gg R_{d1}$.

Pentru U_{gs} și circuitul de ieșire al tranzistorului se scriu relațiile:

$$\underline{U}_2^* = -R_{d1}\cdot \underline{I}_2,\quad g_m\underline{U}_{gs} = \underline{I}_1 + \underline{I}_2,\quad \underline{U}_{gs} = \underline{U}_1 - \underline{I}_2\underline{Z}_{s1},\quad Z_{s1} = \frac{R_{s1}}{1+j\omega C_{s1}R_{s1}}$$

$$0 = r\underline{I}_1 - \underline{I}_2(R_{d1} + Z_{s1}) \tag{1.90}$$

sau încă:

$$g_m\underline{U}_1 = \underline{I}_1 + \underline{I}_2(1 + g_m\underline{Z}_{s1})$$

$$0 = r\underline{I}_1 - \underline{I}_2(R_{d1} + \underline{Z}_{s1}) \tag{1.91}$$

$$\underline{I}_2 = \frac{rg_m\underline{U}_1}{r + R_{d1} + (1+g_m r)\,\underline{Z}_{s1}} \tag{1.92}$$

$$\underline{A}_{Uj}^* = \underline{U}_2^*/\underline{U}_1 = -\frac{rg_mR_{d1}}{r + R_{d1} + (1+g_mr)\,\underline{Z}_{s1}} =$$

$$= -\frac{rg_mR_{d1}}{r + R_{d1} + (1+g_mr)\,R_{s1}/(1+j\omega C_{s1}R_{s1})}. \tag{1.93}$$

Aranjînd convenabil (1.93), se obține:

$$\underline{A}_{Uj}^* = -\frac{rg_mR_{d1}}{r+R_{d1}}\cdot\frac{1}{1+R_{s1}(1+g_mr)/(r+R_{d1})}\cdot\frac{1+j\omega C_{s1}R_{s1}}{1+\dfrac{j\omega C_{s1}R_{s1}}{1+R_{s1}(1+g_mr)/(r+R_{d1})}}. \tag{1.94}$$

Cu $R_s \gg R_{d1}$, $r \,||\, R_{d1} = R_0$ se regăsește relația (1.72), amplificarea în bandă,

$$\underline{A}_{U0} = -\frac{rR_{d1}}{r+R_{d1}}g_m = g_mR_o \tag{1.95}$$

Amplificarea normată are expresia:

$$\underline{A}_{Uin}^* = \underline{A}_{Uj}^*/\underline{A}_{U0} = \frac{r+R_{d1}}{r+R_{d1}+R_{s1}(1+g_mr)}\cdot\frac{1+j\omega/\omega_1}{1+j\omega/\omega_2} \tag{1.96}$$

unde: $\omega_1 = \dfrac{1}{C_{s1}R_{s1}} = 2\pi f_1$, $\omega_2 = \dfrac{1}{C_{s1}\dfrac{R_{s1}}{1+R_{s1}(1+g_mr)/(r+R_{d1})}} = 2\pi f_2$ (1.97)

observîndu-se că $\omega_1 < \omega_2$.

În relația (1.96) se introduce raportul $\omega_1/\omega_2 = f_1/f_2$ (1.98)

$$\underline{A}^*_{Uin} = \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{1+\mathrm{j}f/f_1}{1+\mathrm{j}f/f_2}. \tag{1.99}$$

Amplificarea totală $\underline{U}_2/\underline{U}_1$, normată, are expresia:

$$\underline{A}^*_{Uin} = \left(\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_2^*} \cdot \frac{\underline{U}_2^*}{\underline{U}_1}\right)_n = \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{1+\mathrm{j}f/f_1}{1+\mathrm{j}f/f_2} \cdot \frac{1}{1-\mathrm{j}f_j^*/f} =$$

$$= \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{1+\mathrm{j}f/f_1}{1+\mathrm{j}f/f_2} \cdot \frac{\mathrm{j}f}{\mathrm{j}f+f_j^*}. \tag{1.100}$$

$$f_j^* = \frac{1}{2\pi C_c R_s}, \quad f_j^* = f_j, \text{ relația (1.75), dacă } R_s \gg R_{d1}. \tag{1.101}$$

Expresia frecvenței laterale a benzii rezultă din (1.100), punîndu-se condiția:

$$\frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{\sqrt{1+(f/f_1)^2}}{\sqrt{1+(f/f_2)^2}\sqrt{1+(f_j^*/f)^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \tag{1.102}$$

1.9. UNILATERALIZAREA AMPLIFICATOARELOR

Pentru amplificatorul ideal de tensiune $\underline{A}_U$ cu impedanța $\underline{Z}$ conectată între intrare și ieșire, reprezentat în figura 1.39, se pune problema transformării sale într-un amplificator unilateral. Se pot scrie relațiile:

$$\underline{I} = \frac{\underline{U}_1 - \underline{U}_2}{\underline{Z}}; \quad \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}} = \frac{\underline{U}_1\underline{Z}}{\underline{U}_1 - \underline{U}_2} = \frac{\underline{Z}}{1 - \dfrac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}} = \frac{\underline{Z}}{1-\underline{A}_U};$$

$$\frac{\underline{U}_2}{-\underline{I}} = \frac{\underline{U}_2\underline{Z}}{\underline{U}_2 - \underline{U}_1} = \frac{\underline{A}_U}{\underline{A}_U - 1}\underline{Z}. \tag{1.103}$$

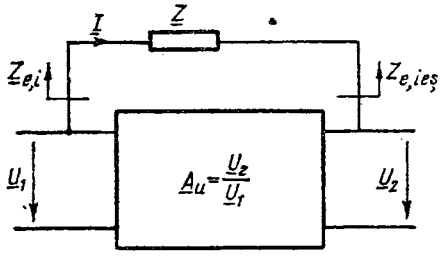


Fig. 1.39. Amplificator cu impedanța $\underline{Z}$ concentrată între intrare și ieșire.

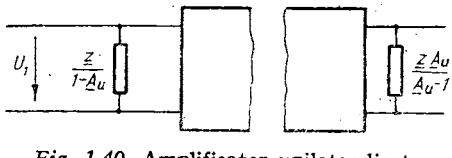


Fig. 1.40. Amplificator unilateralizat.

De mai sus rezultă că datorită rețelei $\underline{Z}$ amplificatorul este încărcat la intrare cu:

$$\underline{Z}_{e,in} = \frac{\underline{Z}}{1-\underline{A}_U}, \tag{1.104}$$

iar la ieșire cu:

$$\underline{Z}_{e,ieș} = \frac{\underline{A}_U}{\underline{A}_U - 1}\underline{Z}. \tag{1.105}$$

Folosind relațiile (1.104) și (1.105), schema din figura 1.39, în privința efectelor la intrare și ieșire datorită impedanței $\underline{Z}$ poate fi transformată ca în figura 1.40 (teorema Miller, [4]).

Transformarea după relațiile (1.104) și (1.105) are un caracter aproximativ în amplificatoare reale datorită impedanței de ieșire echivalente a amplifica-

torului. Amplificarea în tensiune depinde de această impedanță de ieșire, de sarcina conectată la ieșire și de $\underline{Z}$. Aceasta se arată în legătură cu figura 1.41, care poate fi modelul de circuit pentru un etaj de amplificare cu tranzistor unipolar sau bipolar.

Ecuațiile în nodurile de intrare și ieșire sînt:

$$I_1(s) = s(C_{in} + C_f)\, U_1(s) - sC_f U_2(s) \tag{1.106}$$

$$0 = (g_m - sC_f)\, U_1(s) + (Y_s(s) + sC_f)\, U_2(s) \tag{1.107}$$

$$Y_{in}(s) = \frac{I_1(s)}{U_1(s)} = s(C_{in} + C_f) + \frac{g_m - sC_f}{Y_s(s) + sC_f} sC_f. \tag{1.108}$$

Dacă se respectă inegalitățile $\omega C_f \ll g_m$, $|\underline{Y}_s|$ (1.109)

atunci

$$Y_{in}(s) \cong s\,\{C_{in} + C_f[1 + g_m Z_s(s)]\} = sC_{in} + Y_{e,in}(s) \tag{1.110}$$

unde $$Y_{e,in}(s) = sC_f[1 + g_m Z_s(s)]. \tag{1.111}$$

Încărcarea la ieșire a circuitului datorită lui C_f este:

$$Y_{e,ieș}(s) = \frac{-I_f(s)}{U_2(s)} = sC_f\left(1 - \frac{U_1(s)}{U_2(s)}\right) =$$

$$= \left(1 + \frac{Y_s(s) + sC_f}{g_m - sC_f}\right) sC_f. \tag{1.112}$$

Datorită relațiilor (1.111) și (1.112), schema din figura 1.41 se unilateralizează ca în figura 1.42.

Respectînd (1.109), încărcarea la ieșire devine:

$$Y_{e,ieș}(s) \cong \left(1 + \frac{Y_s(s)}{g_m}\right) sC_f. \tag{1.113}$$

Amplificarea în tensiune a etajului se obține din relația:(1.107)

$$A_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = -\frac{g_m - sC_f}{Y_s(s) + sC_f} \tag{1.114}$$

sau cu (1.109)

$$A_U(s) \cong -\frac{g_m}{Y_s(s)} = -g_m Z_s(s). \tag{1.115}$$

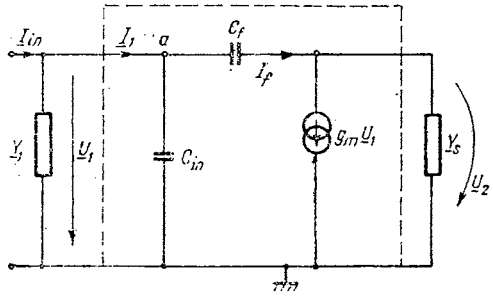


Fig. 1.41. Schemă echivalentă pentru un etaj de amplificare. Efect Miller.

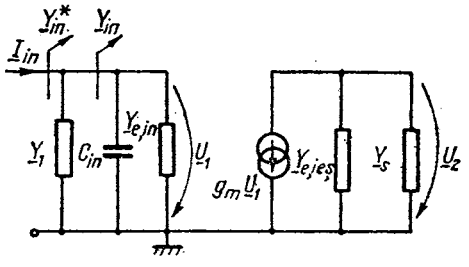


Fig. 1.42. Unilateralizarea schemei din figura 1.41.

Dacă amplificatorul este încărcat rezistiv $Z_s(s) = \dfrac{1}{Y_s(s)} = R_s$ relațiile (1.111), (1.113) și (1.115) devin:

$$Y_{e,in}(s) = sC_f(1 + g_m R_s) \tag{1.116}$$

$$Y_{e,ieș}(s) = sC_f\left(1 + \frac{1}{g_m R_s}\right) \tag{1.117}$$

$$A_U(s) = -g_m R_s. \tag{1.118}$$

În cazul în care amplificatorul din figura 1.39 este inversor și încărcat rezistiv cu R_s, $\underline{A}_U = -A_U = -g_m R_s$, se verifică expresiile (1.116) și (1.117) aplicînd relațiile (1.104) și (1.105)

$$\frac{1}{\underline{Z}_{e,in}} = \underline{Y}_{e,in} = \frac{1 - \underline{A}_U}{\underline{Z}} = j\omega C_f(1 + g_m R_s) \tag{1.119}$$

$$\frac{1}{\underline{Z}_{e,ieș}} = \underline{Y}_{e,ieș} = \frac{\underline{A}_U - 1}{\underline{Z}\,\underline{A}_U} = \frac{g_m R_s + 1}{g_m R_s} j\omega C_f = j\omega C_f\left(1 + \frac{1}{g_m R_s}\right). \tag{1.120}$$

În schema din figura 1.41 s-au considerat conductanțele elementului activ incluse în Y_1 și Y_s. Deosebit de utilă pentru analiza etajelor de amplificare este unilateralizarea lor atunci cînd sînt încărcate cu o rezistență și o capacitate $Y_s = G_s + sC_s$. Expresia (1.111) se poate transforma ca mai jos:

$$Y_{e,in}(s) = sC_f + sC_f g_m Z_s(s) = sC_f + \frac{sC_f g_m}{G_s + sC_s} =$$

$$= sC_f + \frac{g_m R_s sC_f}{1 + sR_s C_s} = sC_f + \frac{1}{Z^*_{e,in}(s)} \tag{1.121}$$

sau impedanța echivalentă ultimului termen

$$Z^*_{e,in}(s) = \frac{C_s}{g_m C_f} + \frac{1}{sg_m R_s C_f}, \quad R_e = \frac{C_s}{g_m C_f}; \quad C_e = g_m R_s C_f. \tag{1.122}$$

Circuitul echivalent unilateralizat, pentru $Y_s = G_s + sC_s$ este reprezentat în figura 1.43.

Condensatorul C_f intervine practic conectat direct la ieșirea amplificatorului, relația (1.117) $sC_f \gg sC_f/g_m R_s$. Aceasta se poate observa și direct din figura 1.41, dacă A_U este suficient de mare. Nivelul tensiunii la intrare este foarte mic față de cel de ieșire, încît borna din stînga a lui C_f poate fi considerată la masă în calculul încărcării la ieșire.

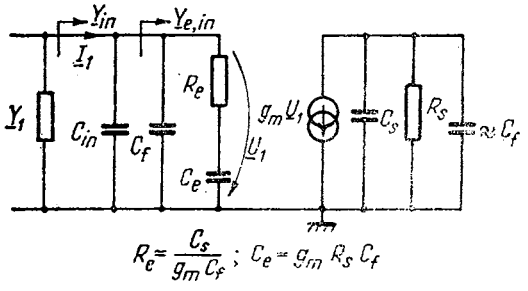


Fig. 1.43. Etaj de amplificare unilateralizat.

Răspunsul amplificatoarelor cu etaje unilaterale se determină ușor cu produsul amplificărilor individuale și de asemenea, polii și zerourile amplificărilor individuale se calculează relativ simplu. De menționat că la calculul manual al polilor și zerourilor din răspunsul determinat din schema echivalentă exactă apar dificultăți

mari chiar începînd cu trei poli sau trei zerouri. Unilateralizarea introduce erori destul de mici la amplificatoarele aperiodice de joasă frecvență sau videofrecvență, în ultimul caz pînă la o anumită mărime a frecvenței, care depinde în principal de parametrii dispozitivului activ. La tranzistoare bipolare modelul unilateral este suficient de bun pentru frecvențele mai mici ca $\frac{1}{10} f_T$ [5]. În etajele selective de frecvență înaltă nu se poate folosi modelul de circuit unilateral.

De remarcat că etajul de amplificare din paragraful 1.6 a fost studiat ca un etaj unilateralizat.

1.10. ETAJE DE AMPLIFICARE DE SEMNAL MIC CU TRANZISTOARE BIPOLARE

Un amplificator cu etaje de amplificare cu tranzistoare bipolare cu cuplaj *RC* este prezentat în figura 1.44. Sursa de semnal se separă în c.c. cu condensatorul de cuplaj C_1. Punctul static al tranzistorului T_1 se fixează cu rezistoarele R_{b1}, R_{b2} și R_e. Baza lui T_2 este separată de colectorul lui T_1 cu condensatorul de cuplaj C_c. În etajele cu tranzistoare bipolare, pentru cuplaj se folosesc de obicei condensatoare electrolitice, deoarece rezistoarele din divizoarele din baze, ca și rezistența de intrare a tranzistorului, au valori mici și rezistența de fugă a condensatorului nu afectează practic regimul de c.c. al tranzistorului.

Schema echivalentă a etajului este dată în figura 1.45 și poate folosi la determinarea răspunsului în bandă, la frecvențe joase și respectiv înalte, considerînd în mod corespunzător capacitățile parazite exterioare și parametrii tranzistorului T_1.

Dacă $h_{12e} = 0$, prin comparare cu schemele echivalente din figura 1.35, rezultă că nu este nici o deosebire între răspunsul în bandă și cel în joasă frecvență. C_e și C_{e2} au fost considerate scurtcircuite.

În bandă, cu $\underline{Z}_{in} = R_{in} = R_b \parallel h_{11e}$, $\underline{Z}_{in,2} = R_{in,2}$, C_1 și C_c scurtcircuite, figura 1.45, se stabilesc următoarele expresii:

$$\underline{A}_{I0} = \frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_{b1}} = -h_{21e} \frac{R_0}{R_{in\,2}},$$

$$R_0 = \frac{1}{h_{22e}} \parallel R_C \parallel R_B \parallel R_{in,2} \qquad (1.123)$$

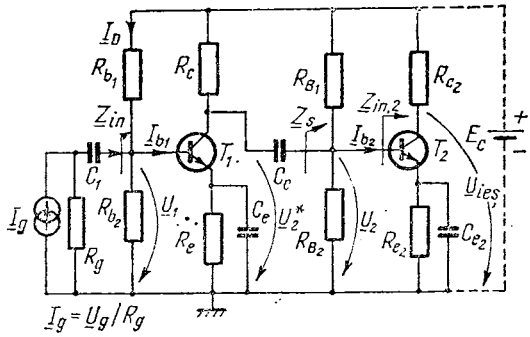
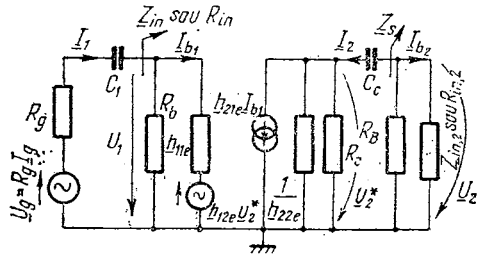


Fig. 1.44. Etaje de amplificare cuplaj *RC* cu tranzistoare bipolare.



$R_b = R_{b_1} \parallel R_{b_2}$; $R_B = R_{B_1} \parallel R_{B_2}$; $R_{in} = R_b \parallel h_{11e}$

Fig. 1.45. Schemă echivalentă pentru etajul de amplificare cu tranzistor bipolar.

expresie care rămîne valabilă și cu $h_{12e} \neq 0$

$$\underline{A}_{U0} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = -\frac{h_{21e}R_0}{h_{11e}}; \quad \frac{\underline{I}_{b1}}{\underline{I}_1} = \frac{R_b}{R_b + h_{11e}}; \quad \frac{\underline{I}_1}{\underline{I}_g} = \frac{R_g}{R_g + R_{in}};$$

$$\underline{A}_{Ig0} = \frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{I}_1}{\underline{I}_g} \cdot \frac{\underline{I}_{b1}}{\underline{I}_1} \cdot \frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_{b1}} = -\frac{R_g}{R_g + R_{in}} \cdot \frac{R_b}{R_b + h_{11e}} \cdot \frac{h_{21e}}{R_{in,2}} R_0 \qquad (1.124)$$

$$\underline{A}_{U0} = -\frac{h_{21e}R_0}{h_{11e}} = -g_m R_0, \text{ cu } h_{11e} = r_x + r_\pi \cong r_\pi \qquad (1.125)$$

$$\underline{A}_{Ug0} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} \cdot \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_g} = -\frac{h_{21e}R_0}{h_{11e}} \cdot \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}}. \qquad (1.126)$$

În domeniul frecvențelor joase, admițîndu-se grupurile $[R_c, C_e, R_{e2}, C_{e2}$ încă scurtcircuite, cu notațiile $R_1 = \frac{1}{h_{22e}} \| R_c$ și $R_2 = R_{in,2} \| R_B$ și considerînd figurile 1.46 și 1.47, se deduc expresiile de mai jos:

$$\frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_{b1}} = \frac{h_{21e}R_1}{R_1 + R_2} \cdot \frac{1}{1 + 1/[j\omega C_e(R_1 + R_2)]} \qquad (1.127)$$

$$\underline{A}_{Ij} = \frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_{b1}} = \frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_2} \cdot \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_{b1}} = \frac{R_B}{R_{in,2} + R_B} \cdot \frac{h_{21e}R_1}{R_1 + R_2} \cdot \frac{1}{1 + 1/[j\omega C_e(R_1 + R_2)]} \qquad (1.128)$$

sau încă cu notația $\omega_j = 1/C_e(R_1 + R_2) = 2\pi f_j \qquad (1.129)$

și observîndu-se că $\frac{R_B}{R_{in,2} + R_B} \cdot \frac{h_{21e}R_1}{R_1 + R_2} = \frac{h_{21e}}{R_{in,2}} \cdot \frac{R_{in,2}R_B}{R_{in,2} + R_B} \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2} =$

$$= \frac{h_{21e}}{R_{in,2}} \cdot \frac{R_1R_2}{R_1 + R_2} = \frac{h_{21e}}{R_{in,2}} R_0, \quad R_1 \| R_2 = R_0 \qquad (1.130)$$

se obține: $$\underline{A}_{Ij} = -\frac{h_{21e}R_0}{R_{in,2}} \cdot \frac{1}{1 - jf_j/f} = \underline{A}_{I0} \frac{1}{1 - jf_j/f}. \qquad (1.131)$$

Expresia răspunsului $\underline{I}_1/\underline{I}_g$ se determină din figura 1.46:

$$\frac{\underline{I}_1}{\underline{I}_g} = \frac{R_g}{R_g + R_{in} + 1/j\omega C_1} = \frac{R_g}{R_g + R_{in}} \cdot \frac{1}{1 + 1/[j\omega C_1(R_g + R_{in}]}. \qquad (1.132)$$

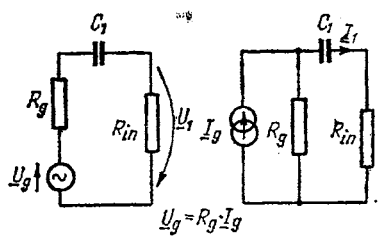


Fig. 1.46. Scheme echivalente pentru circuitul de intrare.

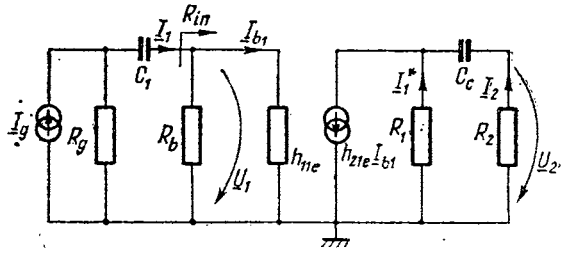


Fig. 1.47. Schemă echivalentă pentru frecvențe joase.

În relația (1.132) se introduce frecvența

$$f_1 = 1/2\pi C_1(R_g + R_{in}) = \omega_1/2\pi \tag{1.133}$$

$$\underline{I}_1/\underline{I}_g = \frac{R_g}{R_g + R_{in}} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_1/f}. \tag{1.134}$$

Pentru amplificarea de curent raportată la $\underline{I}_g$ rezultă expresia:

$$\underline{A}_{Igj} = \frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{I}_1}{\underline{I}_g} \cdot \frac{\underline{I}_{b1}}{\underline{I}_1} \cdot \frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_{b1}} = -\frac{R_g}{R_g + R_{in}} \cdot \frac{R_b}{R_b + h_{11e}} \cdot \frac{h_{21e}R_0}{R_{in,2}} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_1/f} \tag{1.135}$$

și cu relația (1.124):

$$\underline{A}_{Igj} = \underline{A}_{Ig0} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_1/f}. \tag{1.136}$$

La amplificările în tensiune în joasă frecvență se poate ajunge direct de la expresiile amplificărilor în curent (1.131), (1.135) și anume:

$$\underline{A}_{Uj} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{\underline{I}_{b2}R_{in\,2}}{\underline{I}_{b1}h_{11e}} = -\frac{h_{21e}R_0}{h_{11e}} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} = -g_m R_0 \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f};$$

$$\underline{A}_{Uj} = \underline{A}_{U0} \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f}; \quad \underline{A}_{Ujn} = \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \tag{1.137}$$

$$\underline{A}_{Ugj} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g} = \frac{\underline{I}_{b2}R_{in,2}}{\underline{I}_g R_g} = -h_{21e}R_0 \frac{1}{R_g + R_{in}} \cdot \frac{R_b}{R_b + h_{11e}} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \cdot \frac{1}{1 - 1\,\mathrm{j}f_1/f} =$$

$$= -\frac{h_{21e}}{h_{11e}} R_0 \cdot \frac{1}{R_g + R_{in}} \cdot \frac{R_b h_{11e}}{R_b + h_{11e}} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_1/f} =$$

$$= -\frac{h_{21e}R_0}{h_{11e}} \cdot \frac{R_{in}}{R_g + R_{in}} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_1/f} = \underline{A}_{Ug0} \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_1/f};$$

$$\underline{A}_{Ugjn} = \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_j/f} \cdot \frac{1}{1 - \mathrm{j}f_1/f}. \tag{1.138}$$

Frecvența limită inferioară a benzii de trecere în răspunsul $\underline{A}_{Igjn} = \underline{A}_{Ujn}$ se calculează cu relația (1.85).

Dacă se compară relațiile (1.137) și (1.138) cu (1.79) și (1.81), se constată că s-a ajuns la același rezultat ca și la etajul de amplificare cu tranzistor unipolar.

În înaltă frecvență etajul se analizează folosind circuitul echivalent Giacoletto (π — hibrid) pentru tranzistor, ca în figura 1.48, în care se admite $r_\mu \to \infty$, $r \to \infty$ (sau inclus în R_s) și $C_s = 0$.

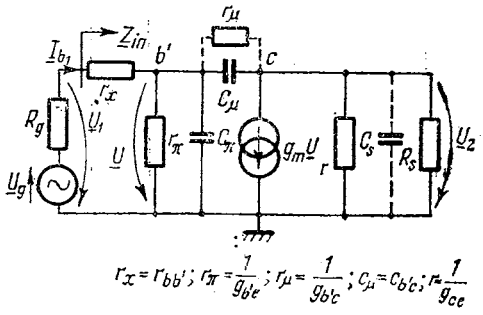


Fig. 1.48. Schemă echivalentă pentru frecvențe înalte.

Folosind relațiile (1.116) și 1.117) privind unilateralizarea, schema se transformă ca în figura 1.49, *a*, de unde rezultă:

$$\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}} = -\frac{g_m R_s}{1+\mathrm{j}\omega C_2 R_s}; \quad \frac{\underline{U}}{\underline{U}_1} = \frac{r_\pi}{r_x+r_\pi} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_1 r_x r_\pi/(r_x+r_\pi)} \tag{1.139}$$

$$\underline{A}_{Us} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}} \cdot \frac{\underline{U}}{\underline{U}_1} = -g_m R_s \cdot \frac{r_\pi}{r_x+r_\pi} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_2 R_s} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_1 r_x r_\pi/(r_x+r_\pi)} =$$

$$= -g_m R_s \cdot \frac{r_\pi}{r_x+r_\pi} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}f/f_2} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}f/f_1} \tag{1.140}$$

unde $$f_1 = \omega_1/2\pi = \frac{1}{2\pi C_1 r_x r_\pi/(r_x+r_\pi)} \quad \text{și} \quad f_2 = \omega_2/2\pi = \frac{1}{2\pi C_2 R_s}. \tag{1.141}$$

Amplificarea $\underline{A}_{Ug}$ se determină din figura 1.49, *b*, cu circuitul de intrare modificat, unde

$$R'_g = r_x + (R_g \parallel R_b), \quad \underline{U}_{g,c} = \underline{U}_g \frac{R_b}{R_b+R_g} \tag{1.142}$$

$$\frac{\underline{U}}{\underline{U}_{g,c}} = \frac{r_\pi}{R'_g+r_\pi} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_1 r_\pi R'_g/(R'_g+r_\pi)} \tag{1.143}$$

$$\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_{g,c}} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}} \cdot \frac{\underline{U}}{\underline{U}_{g,c}} = -g_m R_s \frac{r_\pi}{R'_g+r_\pi} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_2 R_s} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_1 r_\pi R'_g/(R'_g+r_\pi)} \tag{1.144}$$

$$\underline{A}_{Ugs} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_{g,c}\frac{R_b+R_g}{R_b}} = \frac{R_b}{R_g+R_b}(-g_m R_s)\frac{r_\pi}{R'_g+r_\pi} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_2 R_s} \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}\omega C_1 r_\pi R'_g/(R'_g+r_\pi)} = (-g_m R_s)\frac{R_b}{R_g+R_b} \cdot \frac{r_\pi}{R'_g+r_\pi} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}f/f_2} \cdot \frac{1}{1+\mathrm{j}f/f_3} \tag{1.145}$$

unde $$f_3 = \frac{\omega_3}{2\pi} = \frac{1}{2\pi C_1 r_\pi R'_g/(R'_g+r_\pi)}. \tag{1.146}$$

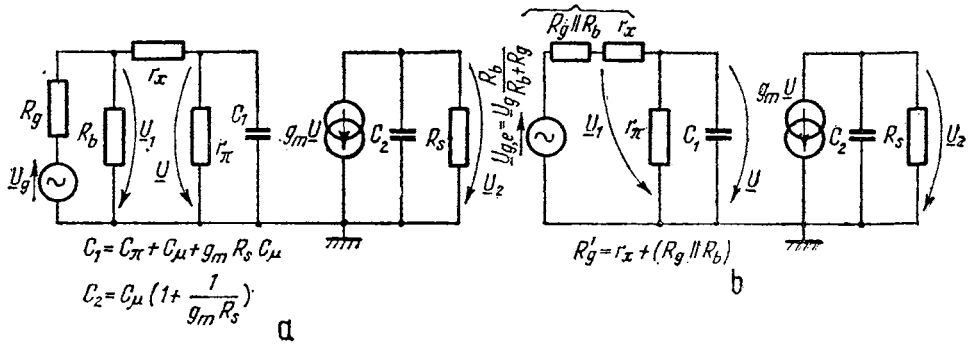


Fig. 1.49. Scheme echivalente unilateralizate.

Deoarece R_s din figura 1.48 corespunde cu R_0, relația (1.123), $R_s = R_0$, factorul $-g_m R_s \dfrac{r_\pi}{r_x + r_\pi}$ din relația (1.140) este chiar amplificarea A_{U0} în mijlocul benzii din expresiile (1.124). Din compararea schemelor tranzistorului cu parametrii h și π-hibrid, rezultă:

$$h_{21e} = g_m \cdot r_\pi, \quad h_{11e} = r_x + r_\pi \tag{1.147}$$

și

$$-g_m R_s \frac{r_\pi}{r_x + r_\pi} = -h_{21e} R_s / h_{11e} = \underline{A}_{U0}.$$

Amplificările calculate mai sus pot fi normate și frecvențele limită superioare pentru răspunsurile (1.140) și (1.145) se calculează după formula (1.86).

Formulele de calul devin mai complicate dacă se consideră C_s, eventual și r_μ, în figura 1.48. Sînt situații în care circuitul echivalent din figura 1.49, *b* rămîne totuși valabil ca formă, cu condiția ca C_1 și C_2 să fie determinate corect, la fel rezistențele din schemă. Astfel, admitanța de intrare $Y_{e,in}(s)$, relația (1.121), se poate scrie:

$$\underline{Y}_{e,in} = j\omega C_f + \frac{j\omega g_m R_s C_f}{1 + j\omega R_s C_s} = j\omega C_f + \frac{g_m(\omega R_s)^2 C_s C_f}{1 + (\omega R_s C_s)^2} + \frac{j\omega g_m R_s C_f}{1 + (\omega R_s C_s)^2} \tag{1.148}$$

$$Y_{e,in} = j\omega C_f + g_e(\omega) + j\omega C_e(\omega) \tag{1.149}$$

$$g_e(\omega) = \frac{g_m(\omega R_s)^2 C_s C_f}{1 + (\omega R_s C_s)^2}, \quad C_e(\omega) = \frac{g_m R_s C_f}{1 + (\omega R_s C_s)^2}. \tag{1.150}$$

Din ultimele relații apare evident faptul că schema echivalentă nu mai poate fi reprezentată cu elemente independente de frecvență.

La calculul amplificărilor în curent apar, de asemenea, dificultăți și expresii complicate. Pentru a evidenția aceasta, schema echivalentă pentru înaltă frecvență a circuitului din figura 1.44 a fost redesenată ca în figura 1.50 ca să poată fi comparată cu schema echivalentă din figura 1.49, *a*.

Dacă se cunoaște $\underline{A}_{Us}$ (relația (1.140)), se poate determina amplificarea în curent $\underline{I}_{b2}/\underline{I}_{b1}$, folosind relațiile:

$$\underline{U}_1 = \underline{I}_{b1}(r_x + \underline{Z}^*_{in,1}); \quad \underline{U}_2 = \underline{I}_{b2} \cdot \underline{Z}_{in,2}. \tag{1.151}$$

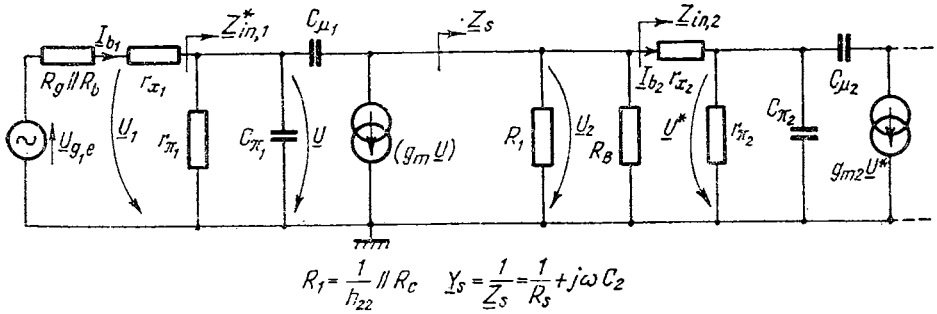


Fig. 1.50. Schemă echivalentă pentru etajul de amplificare cuplaj *RC* la frecvențe înalte.

Exemplu. Se consideră în figura 1.44 următoarele valori numerice: $E_C = 10$ V, $R_g = 5$ kΩ, $R_{b1} = R_{B1} = 36$ kΩ, $R_{b2} = R_{B2} = 15$ kΩ, $R_c = R_{c2} = 2$ kΩ, $R_e = 2$ kΩ, $R_{e2} = 1$ kΩ, $C_1 = C_c = 5$ μF, $C_e = C_{e2} = 100$ μF. Tranzistoarele T_1 și T_2 se presupun identice și cu parametrii: tensiunea bază-emitor în punct static $U_{BE} = 0{,}7$ V, $h_{21e} = h_{21E} = 100$, $h_{12e} = 0$, $h_{22e} = 0$, $r_x = r_{bb'} = 50$ Ω, $C_\mu = C_{b'c} = 5$ pF, frecvența de tăiere $f_T = 250$ MHz.

Curentul de punct static al tranzistorului T_1, I_{C1}, se calculează cu relațiile:

$$E_C = R_{b1} I_D + U_{BE} + \frac{h_{21E} + 1}{h_{21E}} R_e I_{C1}, \quad R_{b2}(I_D - I_{C1}/h_{21E}) = U_{BE} + \frac{h_{21E} + 1}{h_{21E}} I_{C1} R_e,$$

de unde rezultă,

$$I_{C1} = h_{21E} \frac{E_C - (1 + R_{b1}/R_{b2})\, U_{BE}}{(1 + R_{b1}/R_{b2})\,(h_{21E} + 1) R_e + R_{b1}}, \quad I_{C1} = 100\, \frac{10 - (1 + 36/15)\, 0{,}7}{(1 + 36/15)\,(100 + 1)\, 2 + 36} =$$

$= 1{,}05$ mA. La fel se calculează și $I_{c2} = 2$ mA; $g_m = 40\, |I_{C1}| = 42$ mA/V, $g_{m2} = 80$ mA/V; $r_{\pi 1} = h_{21e}/g_m = 2{,}4$ kΩ; $h_{11e} = r_{x1} + r_{\pi 1} = 2{,}45$ kΩ; $r_{\pi 2} = 1{,}25$ kΩ; $R_{in,2} = h_{11e,2} = r_{x2} + r_{\pi 2} = 1{,}3$ kΩ. Capacitățile $C_{\pi 1}$, $C_{\pi 2}$ (fig. 1.50) se determină cu relația $C_\pi = g_m/\omega_T - C_\mu$ [7], $C_{\pi 1} = 21{,}75$ pF, $C_{\pi 2} = 46$ pF.

Cu notațiile din figura 1.45, $R_b = R_{b1} \,||\, R_{b2} = 10{,}6$ kΩ, $R_{in} = 2$ kΩ, $R_B = 10{,}6$ kΩ, $R_0 = 1/h_{22e} \,||\, R_c \,||\, R_B \,||\, R_{in,2} = 0{,}73$ kΩ. Folosind relațiile (1.123) — (1.126) se obțin valorile numerice din bandă:

$$\underline{A}_{I0} = -100\, \frac{0{,}73}{1{,}3} = -56{,}5; \quad \underline{A}_{U0} = -\frac{100 \cdot 0{,}73}{2{,}45} = -29;$$

$$\underline{A}_{Ig0} = -\frac{5}{5+2} \cdot \frac{10{,}6}{10{,}6 + 2{,}45} \cdot 100 \cdot \frac{0{,}73}{1{,}3} = -32{,}7;$$

$$\underline{A}_{Ug0} = -\frac{100}{2{,}45} \cdot 0{,}73 \cdot \frac{2}{5+2} = -8{,}51.$$

Frecvențele f_j și f_1 se determină cu relațiile (1.129) și (1.133):

$R_1 = 1/h_{22e} \,||\, R_c = 2$ kΩ, $R_2 = R_{in,2} \,||\, R_B = 1{,}3 \,||\, 10{,}6 = 1{,}16$ kΩ,

$$f_1 = \frac{1}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^{-6}(5+2) \cdot 10^3} = 4{,}55 \text{ Hz}; \quad f_j = \frac{1}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^{-6} \cdot (2 + 1{,}16) \cdot 10^3} = 10 \text{ Hz}.$$

Frecvența laterală a benzii se calculează cu relația (1.85),

$$f_j^* = \sqrt{\frac{10^2 + 4{,}55^2}{2}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4 \cdot 10^2 \cdot 4{,}55^2}{(10^2 + 4{,}55^2)^2}}\right)} = 11{,}66 \text{ Hz}.$$

Calculul amplificatorului la frecvențe înalte este mai complicat, așa cum s-a precizat în legătură cu figura 1.50 și nu este dat aici.

1.11. EFECTUL CONDENSATORULUI DE DECUPLARE DIN EMITOR ASUPRA RĂSPUNSULUI UNUI ETAJ LA FRECVENȚE JOASE

Schema echivalentă a etajului din figura 1.44 la frecvențe joase, cu considerarea grupului din emitorul lui T_1, R_e și C_e, este reprezentată în figura 1.51, *a*. S-a admis $h_{12e} = 0$; $h_{22e} = 0$. Răspunsul în tensiune se obține sub forma:

$$\underline{A}_{Uj} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = -\frac{h_{21e} \underline{I}_{b1} \underline{Z}_s}{\underline{Z}_{in} \underline{I}_{b1}} = -\frac{h_{21e} \underline{Z}_s}{\underline{Z}_{in}} \qquad (1.152)$$

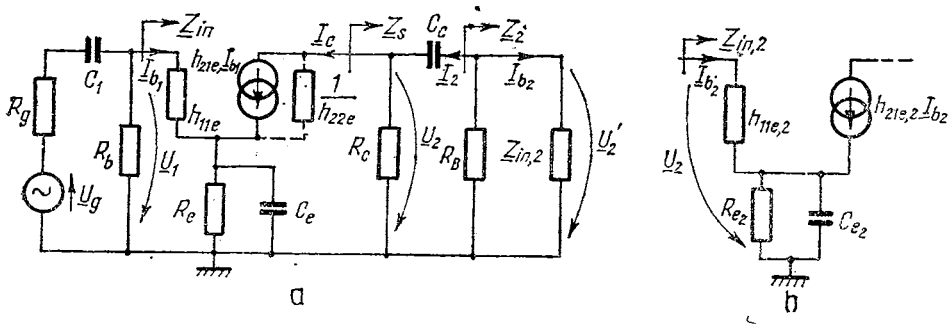


Fig. 1.51. Schema echivalentă pentru etajul cuplaj *RC* la frecvențe joase.

unde $\underline{Z}_{in}$ este impedanța de intrare a tranzistorului T_1 și se determină din relațiile:

$$\underline{U}_1 = \underline{I}_{b1} h_{11e} + (\underline{I}_{b1} + h_{21e}\underline{I}_{b1})\,\underline{Z}_e = \underline{I}_{b1}[h_{11e} + (h_{21e} + 1)\,\underline{Z}_e] \qquad (1.153)$$

$$\underline{Z}_{in} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_{b1}} = h_{11e} + (h_{21e} + 1)\,\underline{Z}_e, \quad \underline{Z}_e = \frac{R_e}{1 + j\omega C_e R_e}. \qquad (1.154)$$

Dacă se are în vedere și circuitul de intrare al tranzistorului T_2 cu impedanță de intrare $\underline{Z}_{in,2}$ (fig. 1.51, *b*) egală cu:

$$\underline{Z}_{in,2} = \frac{\underline{U}_2'}{\underline{I}_{b2}} = h_{11e,2} + (h_{21e,2} + 1)\,\frac{R_{e2}}{1 + j\omega C_{e2} R_{e2}}, \qquad (1.155)$$

se constată că pentru $\underline{A}_{Uf}$ rezultă expresii complicate.

Analiza este mai simplă dacă se consideră $\underline{Z}_2$ rezistiv (fig. 1.51, *a*), $\underline{Z}_2 = R_2$. În acest caz, impedanța $\underline{Z}_s$ este de forma:

$$\underline{Z}_s = \frac{R_c\left(R_2 + \dfrac{1}{j\omega C_c}\right)}{R_c + R_2 + \dfrac{1}{j\omega C_c}} = R_c\,\frac{1 + j\omega C_c R_2}{1 + j\omega C_c (R_c + R_2)} = R_c\,\frac{1 + j\omega/\omega_1}{1 + j\omega/\omega_2} \qquad (1.156)$$

$$\omega_1 = \frac{1}{C_c R_2} = 2\pi f_1, \quad \omega_2 = \frac{1}{C_c (R_c + R_2)} = 2\pi f_2. \qquad (1.157)$$

Din (1.154) se obține pentru $\underline{Z}_{in}$:

$$Z_{in} = [h_{11e} + (h_{21e} + 1)\,R_e]\,\frac{1 + j\omega C_e \dfrac{R_e h_{11e}}{h_{11e} + (h_{21e} + 1)\,R_e}}{1 + j\omega C_e R_e} =$$

$$= [h_{11e} + (h_{21e} + 1)\,R_e]\,\frac{1 + j\omega/\omega_3}{1 + j\omega/\omega_4} \qquad (1.158)$$

$$\omega_3 = \frac{1}{C_e \dfrac{R_e h_{11e}}{h_{11e} + (h_{21e} + 1)\,R_e}}; \quad \omega_4 = \frac{1}{C_e R_e}. \qquad (1.159)$$

Din relația (1.152) rezultă:

$$\underline{A}_{vj} = -h_{21e}R_c \frac{1}{h_{11e} + (h_{21e}+1)R_e} \cdot \frac{1+j\omega/\omega_1}{1+j\omega/\omega_2} \cdot \frac{1+j\omega/\omega_4}{1+j\omega/\omega_3}. \quad (1.160)$$

Pentru amplificarea în bandă, $\omega \to \infty$, se obține din (1.160):

$$A_{v0} = -h_{21e}R_c \frac{1}{h_{11e} + (h_{21e}+1)R_e} \cdot \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{f_3}{f_4} = -\frac{h_{21e}}{h_{11e}} \frac{R_cR_2}{R_c+R_2}. \quad (1.161)$$

Relația (1.161) este expresia amplificării în bandă, care se poate obține și din schema echivalentă din figura 1.51, *a*, particularizată pentru frecvențele medii.

Dependența de frecvență a amplificării (1.160) devine mai complicată dacă se consideră $h_{22e} \neq 0$, eventual și $h_{12e} \neq 0$. Același lucru se întîmplă și pentru amplificările de curent $\frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_{b1}}$ sau $\frac{\underline{I}_{b2}}{\underline{I}_{b1}}$, mai ales că intervine și $\underline{Z}_{in,2}$, în $\underline{Z}_s$. Cazul particular analizat mai sus este util ca un exemplu de factorizare a răspunsului, pentru a pune în evidență polii și zerourile acestuia. Pentru simplificarea calculelor se pot admite și aproximări care dau erori tolerabile. În anexa 1.2 va fi dată metoda constantelor de timp de scurtcircuit care simplifică mult analiza etajului în joasă frecvență, metoda fiind tot aproximativă și aplicabilă numai în anumite condiții.

Ca o concluzie la analiza răspunsului etajelor cu cuplaj *RC* în joasă frecvență, se menționează că trebuie redus numărul condensatoarelor de cuplare care micșorează semnalul transmis la etajul următor sau la sarcină și numărul condensatoarelor de decuplare din sursă sau emitor care micșorează semnalul util pentru comanda dispozitivului activ între poartă — sursă sau între bază — emitor etc.

Prezența acestor condensatoare complică analiza la joasă frecvență și mărește dimensiunile și costul amplificatorului.

1.12. ETAJE DE AMPLIFICARE CU TRANZISTOARE ÎN CONEXIUNE COLECTOR COMUN (CC) SAU DRENĂ COMUNĂ (DC)

Schema etajului de amplificare cu tranzistor în conexiune CC (repetor pe emitor) este reprezentată în figura 1.52.

Tranzistorul este polarizat în punct static cu rezistoarele R_{b1}, R_{b2} și R_e. Din schemele echivalente din figurile 1.53, 1.54 și 1.55 se observă că datorită rezistențelor de polarizare din bază se micșorează impedanța de intrare a etajului $R_b = R_{b1} \parallel R_{b2}$ intervenind în paralel cu impedanța de intrare în tranzistor $\underline{Z}_{in}$.

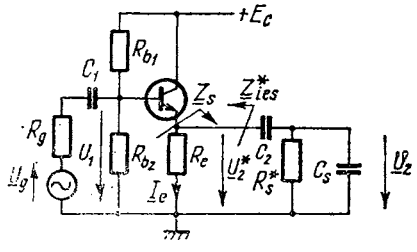


Fig. 1.52. Repetor pe emitor.

În unele scheme tranzistorul este polarizat numai cu R_{b1} în vederea obținerii unei impedanțe de intrare mai mari pentru etaj. În acest caz, dacă rezistența din emitor este suficient de mare, se pot asigura variații suficient de mici pentru curentul de punct static datorită modificărilor lui I_{CBO}, u_{BE} și h_{21e}.

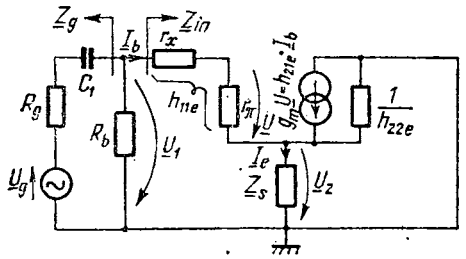


Fig. 1.53. Schema echivalentă a repetorului pe emitor.

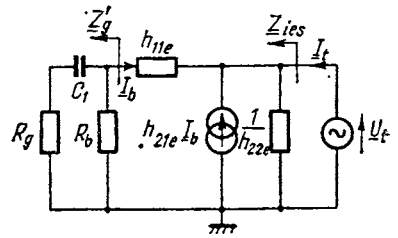


Fig. 1.54. Schema echivalentă pentru determinarea impedanței de ieșire.

La frecvențe joase, dacă se consideră $h_{12e}=0$, în circuitele de intrare și ieșire ale schemei echivalente din figura 1.53 se pot scrie relațiile:

$$\underline{U}_1 = \underline{I}_b h_{11e} + \underline{Z}_s \underline{I}_e \tag{1.162}$$

$$0 = -\underline{I}_b \frac{h_{21e}+1}{h_{22e}} + \underline{I}_e \left(\underline{Z}_s + \frac{1}{h_{22e}}\right). \tag{1.163}$$

Din relațiile de mai sus, rezultă impedanța de intrare în tranzistor $\underline{Z}_{in}$ de forma:

$$\underline{Z}_{in} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_b} = h_{11e} = + \underline{Z}_s \frac{h_{21e}+1}{h_{22e}} \cdot \frac{h_{22e}}{1+h_{22e}\underline{Z}_s} \tag{1.164}$$

sau, dacă se consideră $|h_{22e}\underline{Z}_s| \ll 1$,

$$Z_{in} = h_{11e} + \underline{Z}_s(h_{21e}+1). \tag{1.165}$$

Dacă $h_{21e} \gg 1$ și $|\underline{Z}_s h_{21e}| \gg h_{11e}$,

$$\underline{Z}_{in} = h_{21e}\underline{Z}_s. \tag{1.166}$$

Impedanța de ieșire se determină din schema echivalentă din figura 1.54, unde intrarea este pasivizată, ca raportul $\frac{\underline{U}_t}{\underline{I}_t}$.

Cu notația $\underline{Z}'_g = R_b \parallel \underline{Z}_g$ rezultă expresiile:

$$\underline{I}_t = -\underline{I}_b(h_{21e}+1) + h_{22e}\underline{U}_t \tag{1.167}$$

$$\underline{U}_t = -\underline{I}_b(h_{11e}+\underline{Z}'_g) \tag{1.168}$$

$$\underline{Z}_{ieș} = \frac{\underline{U}_t}{\underline{I}_t} = \frac{h_{11e}+\underline{Z}'_g}{(h_{21e}+1)+h_{22e}(h_{11e}+\underline{Z}'_g)} = \frac{1}{h_{22e}} \left\| \frac{h_{11e}+\underline{Z}'_g}{(h_{21e}+1)} \right. . \tag{1.169}$$

Dacă rezistența R_e este considerată ca făcînd parte din etaj, atunci:

$$\underline{Z}^*_{ieș} = \left(\frac{1}{h_{22e}} \left\| R_e \right.\right) \left\| \frac{h_{11e}+\underline{Z}'_g}{(h_{21e}+1)} \right. . \tag{1.170}$$

Relația (1.169) poate fi particularizată după cum urmează:

— pentru $\underline{Z}'_g \to 0$ și $h_{22e} \to 0$, $\underline{Z}_{ieș} \cong \frac{h_{11e}}{h_{21e}+1} = h_{11b}$ (1.171)

— pentru $\underline{Z}'_g \to \infty$ și $h_{22e} \to 0$, $\underline{Z}_{ieș} \cong \frac{1}{h_{22e}}$ valoare destul de mare; (1.172)

— pentru $h_{22e} \to 0$, $\underline{Z}_{ieș} \cong \frac{h_{11e}+\underline{Z}'_g}{h_{21e}+1}$. (1.173)

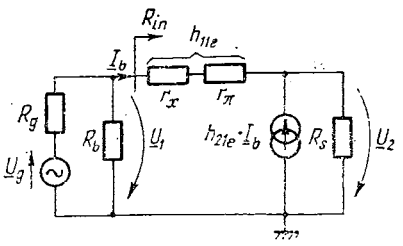


Fig. 1.55. Schema echivalentă a repetorului pe emitor în bandă.

Schema echivalentă valabilă în bandă este dată în figura 1.55, unde se admite și $h_{22e} = 0$. Procedînd ca mai sus, se pot scrie relațiile:

$$R_{in} = h_{11e} + (h_{21e} + 1) R_s', \quad R_s' = R_e \parallel R_s^* \tag{1.174}$$

$$R_{ieș} = \frac{h_{11e} + R_g'}{h_{21e} + 1}, \quad R_g' = R_g \parallel R_b \tag{1.175}$$

$$A_{U_0} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{(h_{21e} + 1) R_s}{h_{11e} + (h_{21e} + 1) R_s} < 1;$$

$$A_{U_0} \cong 1, \text{ cu } (h_{21e} + 1) R_s \gg h_{11e}. \tag{1.176}$$

Cu ultimile trei relații se scot în evidență proprietățile principale ale etajului de amplificare cu tranzistor bipolar în conexiune colector-comun și anume:

— are o rezistență (impedanță) mare de intrare în raport cu rezistența de sarcină R_s, de unde denumirile de *etaj de separare* sau de *transformator de impedanță*, $\underline{Z}_s$ devenind, față de borna de intrare a tranzistorului, $\underline{Z}_s(h_{21e} + 1)$;

— în anumite condiții asigură o rezistență de ieșire mică, apropiindu-se de generatoarele ideale de tensiune;

— amplifică în fază, amplificarea fiind aproape de unitate, de unde și denumirea de *repetor pe emitor*, adică etajul repetă la ieșire semnalul de intrare.

Etajul *repetor pe sursă* se analizează în același mod ca și repetorul pe emitor și rezultă unele proprietăți diferite din cauza particularităților tranzistorului unipolar.

Este interesant de studiat comportarea repetorului pe emitor la frecvențe înalte, acesta putînd să aibă în anumite condiții o rezistență de intrare negativă. Schema echivalentă a repetorului pe emitor la înaltă frecvență din figura 1.56 se poate transforma ca în figura 1.57, avînd în vedere că generatorul $g_m\underline{U}$ se poate înlocui printr-un generator de curent $g_m\underline{U}_1$ șuntat de conductanța g_m, deoarece

$$g_m\underline{U} = g_m(\underline{U}_1 - \underline{U}_2) = g_m\underline{U}_1 - g_m\underline{U}_2. \tag{1.177}$$

În nodul de ieșire al schemei din figura 1.57 se scrie relația:

$$\left[g_m + \frac{1}{R_s} + \frac{1}{r_\pi} + j\omega(C_\pi + C_s)\right]\underline{U}_2 = \left(\frac{1}{r_\pi} + j\omega C_\pi + g_m\right)\underline{U}_1. \tag{1.178}$$

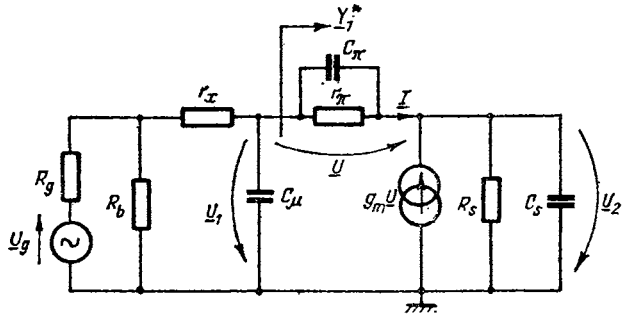


Fig. 1.56. Schema echivalentă a repetorului pe emitor la frecvențe înalte.

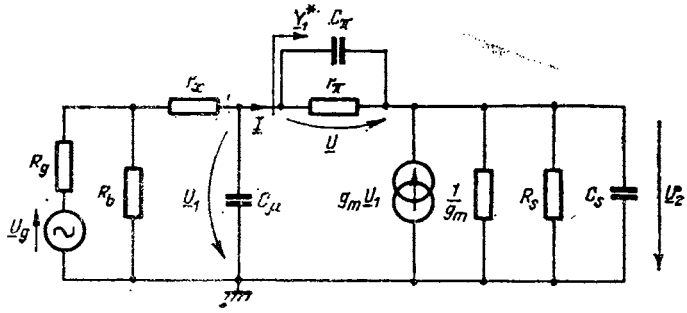


Fig. 1.57. Schemă echivalentă la frecvențe înalte.

Cu aproximarea $\frac{1}{r_\pi} \ll g_m$, condiție îndeplinită în cele mai multe situații, amplificarea în tensiune devine de forma:

$$\underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{g_m + j\omega C_\pi}{g_m + \frac{1}{R_s} + j\omega(C_\pi + C_s)} = \frac{g_m R_s}{1 + g_m R_s} \cdot \frac{1 + j\omega \frac{C_\pi}{g_m}}{1 + j\omega(C_\pi + C_s)\frac{R_s}{1 + g_m R_s}} \cdot \tag{1.179}$$

Amplificarea în bandă și frecvențele caracteristice sînt:

$$\underline{A}_{U0} = A_{U0} = \frac{g_m R_s}{1 + g_m R_s} \cong \frac{h_{21e} R_s}{r_\pi + h_{21e} R_s} \tag{1.180}$$

$\omega_\pi = \frac{g_m}{C_\pi} \cong \omega_T$, pulsația de tranziție;

$$\omega_s = \frac{1 + g_m R_s}{(C_\pi + C_s) R_s} \cong \frac{g_m}{C_\pi + C_s} \cong \frac{\omega_T}{1 + C_s/C_\pi} \cdot \tag{1.181}$$

Răspunsul (1.179) se poate scrie deci sub forma:

$$\underline{A}_U = A_{U0} \frac{1 + j\omega/\omega_\pi}{1 + j\omega/\omega_s} = A_{U0} \frac{1 + jf/f_\pi}{1 + jf/f_s} \cdot \tag{1.182}$$

În continuare se analizează răspunsul pentru situația $C_s \gg C_\pi$, sau $f_s \ll f_\pi$ și deci:

$$\underline{A}_U = A_{U0} \frac{1}{1 + j\omega/\omega_s} \cdot \tag{1.183}$$

Curentul $\underline{I}$ din figura 1.57, cu $r_\pi = \frac{1}{g_\pi}$, are expresia:

$$\underline{I} = (g_\pi + j\omega C_\pi)(\underline{U}_1 - \underline{U}_2) = (g_\pi + j\omega C_\pi)\left(1 - A_{U0} \frac{1}{1 + j\omega/\omega_s}\right)\underline{U}_1, \tag{1.184}$$

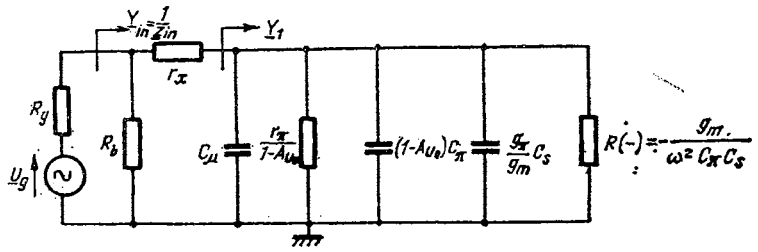


Fig. 1.58. Schemă echivalentă pentru calculul impedanței de intrare a repetorului pe emitor.

de unde rezultă expresia admitanței de intrare:

$$\underline{Y}_1^* = \frac{\underline{I}}{\underline{U}_1} = (g_\pi + j\omega C_\pi)\left(\frac{1 - A_{U0} + j\omega/\omega_s}{1 + j\omega/\omega_s}\right). \tag{1.185}$$

În bandă (deci $\omega \ll \omega_s$) ținînd seama că $1 - A_{U0} \ll 1$, relația (1.185) poate fi aproximată la:

$$\underline{Y}_1^* \cong (g_\pi + j\omega C_\pi)(1 - A_{U0} + j\omega/\omega_s) = (g_\pi + j\omega C_\pi)(1 - A_{U0}) + \\ + j\omega\frac{g_\pi}{\omega_s} - \omega^2\frac{C_\pi}{\omega_s}. \tag{1.186}$$

Cu relațiile (1.179) și $C_s \gg C_\pi$ se mai obține:

$$\underline{Y}_1^* \cong (g_\pi + j\omega C_\pi)(1 - A_{U0}) + j\omega C_s\frac{g_\pi}{g_m} - \omega^2\frac{C_\pi C_s}{g_m}. \tag{1.187}$$

Datorită relației (1.187), rezultă schema echivalentă aproximativă din figura 1.58 pentru calculul impedanței de intrare. Din cauza rezistenței negative dependente de frecvență, pot să apară autooscilații în etaj, dacă R_g se înlocuiește cu o inductanță sau aceste oscilații pot fi cauzate de inductanțele parazite din montaj. Regimul stabil al repetorului pe emitor se poate asigura prin înserierea unei rezistențe de valoare mică în baza tranzistorului.

1.13. METODA BOOTSTRAP PENTRU MĂRIREA IMPEDANȚEI DE INTRARE

În paragraful precedent s-a arătat că repetorul pe emitor asigură în general o impedanță de intrare mare. Mărirea suplimentară a impedanței de intrare se poate asigura și prin metoda bootstrap, ca în schemele din figura 1.59, în care se reduce încărcarea sursei de semnal cu rezistențele de polarizare din circuitul bazei.

Dacă se presupune $R_b = 0$ și $C_2 = 0$ în figura 1.59, *a*, montajul devine un etaj de amplificare obișnuit cu două ieșiri (din colector și din emitor) sau etaj cu sarcina distribuită între aceste terminale.

În condițiile de mai sus, pentru amplificările în bandă se obțin expresiile:

$$\underline{A}_{U1} = \frac{\underline{U}_{2.1}}{\underline{U}_1} = \frac{h_{21e}R_c}{h_{11e} + (h_{21e} + 1)R_e} \tag{1.188}$$

$$\underline{A}_{U2} = \frac{\underline{U}_{2.2}}{\underline{U}_1} = \frac{(h_{21e} + 1)R_e}{h_{11e} + (h_{21e} + 1)R_e}. \tag{1.189}$$

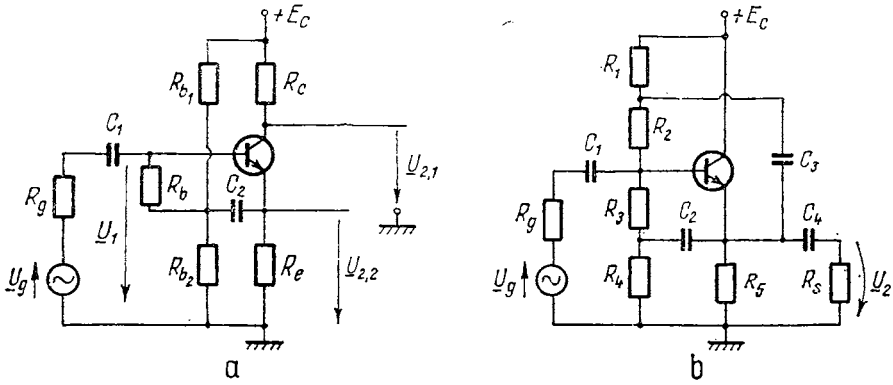


Fig. 1.59. Scheme cu impedanță de intrare mare.

La cele două ieșiri tensiunile sînt în opoziție de fază și montajul poate fi proiectat încît amplificările să fie egale în modul. În această situație etajul se numește și *etaj defazor* și are dezavantajul unor rezistențe (impedanțe) de ieșire diferite văzute în emitor și colector. Din această cauză, nu se pot asigura răspunsuri identice într-un domeniu de frecvență suficient de mare, considerînd evident și defazajul normal între cele două semnale de ieșire. Etajul defazor poate servi pentru atacul unui etaj de ieșire în contratimp.

Tot cu condițiile $R_b = 0$ și $C_2 = 0$, în figura 1.59, *a*, sursa de semnal este încărcată și cu rezistențele din bază R_{b1}, R_{b2}. Dacă în circuit se consideră C_2 și R_b și se admite C_2 ca un scurtcircuit, în curent alternativ, atunci din punctul de vedere al semnalului, ambele terminale ale lui R_b sînt practic la același potențial, deoarece amplificarea $\frac{U_{2,2}}{U_1}$ este aproape de unitate. Astfel, dacă se admite o creștere a tensiunii U_1, atunci aceasta apare practic neatenuată în emitorul tranzistorului și variația de potențial se transmite prin C_2 la borna de jos a lui R_b, de unde și denumirea de *scheme cu urmărire de potențial*. Se deduce deci că prin R_b circulă un curent alternativ extrem de mic și sursa de semnal debitează aproape în întregime în baza tranzistorului. Curentul injectat în tranzistor este util, deoarece este amplificat.

Schema echivalentă în bandă a etajului din figura 1.59, *a* este reprezentată în figura 1.60, *a* și se poate unilateraliza după teorema Miller, relațiile (1.104) și (1.105), ca în figura 1.60, *b* unde $R_{e,in} = \frac{R_b}{1 - A_{U2}}$ și $R_{e,ieș} = \frac{A_{U2}}{A_{U2} - 1} R_b$. Valoarea negativă a lui $R_{e,ieș}$ se explică aici prin faptul că $u_1 > u_{2,2}$, semnalul

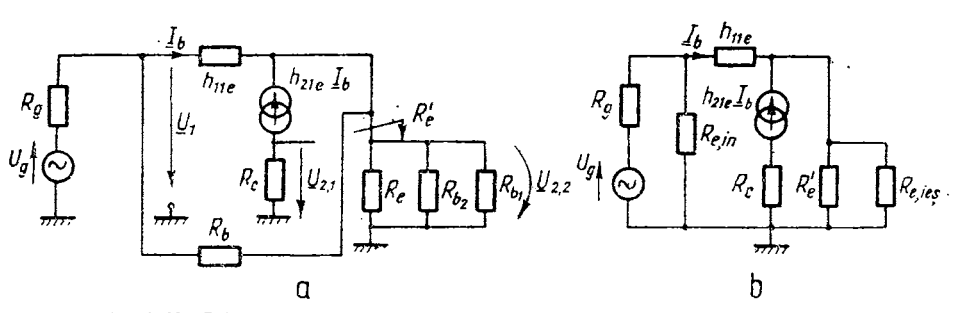


Fig. 1.60. Scheme echivalente pentru etaje cu impedanță de intrare mare.

de intrare contribuind și direct prin R_b la creșterea tensiunii de ieșire, $U_{2.2}$. Aici $\underline{A}_{v2}=\frac{\underline{U}_{2.2}}{\underline{U}_1}$ se referă la schema completă din figura 1.59, *a*.

În figura 1.59, *b* se reprezintă un montaj cu urmărire de potențial mai puțin economic și cu răspuns mai complicat la frecvențe joase față de cel din figura 1.59, *a*.

Rezistența de intrare a repetoarelor pe emitor se poate crește dacă se recurge la tranzistoare în *conexiune Darlington* ca în figura 1.61, *a* și *b*. Pentru perechile de tranzistoare bipolare se mai folosesc denumirile de *tranzistoare compuse* sau *dubleți*. Fără R_1 în schema din figura 1.61, *a*, tranzistoarele T_1 și T_2 pot fi înlocuite cu un tranzistor compus echivalent cu terminalele *BCE*, tot *npn* ca și tranzistorul T_2, ceea ce justifică denumirea de dublet fără schimbare de polaritate. Pentru tranzistorul compus se pot scrie direct expresiile:

$$u_{be}=i_b[h_{11e,1}+(h_{21,c}+1)\,h_{11e,2}];\quad h_{11e}=h_{11e,1}+(h_{21e,1}+1)\,h_{11e,2} \qquad (1.190)$$

$$i_c=h_{21e,1}i_{b1}+h_{21e,2}i_{b2}=[h_{21e,1}+h_{21e,2}(h_{21e,1}+1)]\,i_{b1};$$

$$h_{21e}=\frac{i_c}{i_b}=\frac{i_c}{i_{b1}}=[h_{21e,1}+h_{21e,2}(h_{21e,1}+1)]\cong h_{21e,1}h_{21e,2}. \qquad (1.191)$$

Rezistența de intrare, cu expresia:

$$R_{in}=h_{11e,1}+(h_{21e,1}+1)\,h_{11e,2}+(h_{21e,1}+1)\,(h_{21e,2}+1)\,R_2 \qquad (1.192)$$

poate deveni suficient de mare astfel încît sursa de semnal să fie șuntată de rezistența echivalentă la intrare, determinată în bandă de $r_{\mu 1}\left(\frac{1}{g_{b'c,1}}\right)$ de la tranzistorul T_1. În figura 1.61, *c* se exemplifică soluția *bootstrap* cu dioda Zener D_z. Amplificarea în tensiune $\underline{A}_U=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}$ este aproape de unitate și dacă se neglijează rezistența în c.a. a diodei Zener, $r_z=0$, tensiunile de semnal la baza și colectorul tranzistorului T_1 sînt practic egale. Curentul de semnal derivat prin $r_{\mu 1}$ se reduce în acest fel foarte mult. La unilateralizare, rezistența echivalentă la intrare este $R_{e,in}=\frac{r_{\mu 1}}{1-A_U}$.

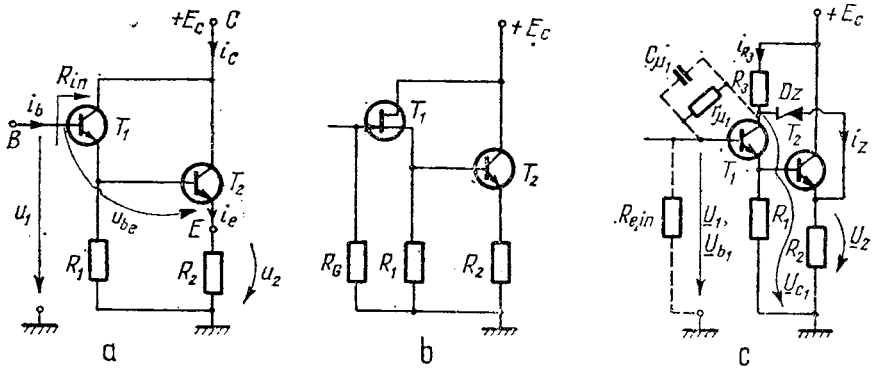


Fig. 1.61. Tranzistoare în conexiune Darlington. Soluție bootstrap cu diodă Zener.

Rezistorul R_1 se folosește în schemele din figura 1.61 pentru polarizarea corectă a tranzistoarelor T_1 și T_2 avîndu-se în vedere următoarele: la un curent de punct static relativ mic pentru tranzistorul T_2, poate să rezulte un curent de punct static pentru T_1 aproape de valoarea curentului rezidual, ceea ce determină o proastă stabilizare a punctelor statice față de temperatură și variații importante ale parametrilor; la amplificatoare pentru semnale mari, punctele statice de funcționare trebuie alese astfel încît să se asigure curenți de lucru în domeniul dependenței liniare a curentului de colector față de cel de bază etc. Rezistența R_1 micșorează rezistența de intrare.

Pentru schema din figura 1.61, c este interesant de precizat și modul cum se realizează condiția ca tensiunile de semnal la baza și colectorul tranzistorului T_1 să fie egale. Aceasta este util la proiectarea schemei pentru semnale mari, în vederea alegerii corecte a tensiunilor și curenților de punct static pentru a se putea obține nivelele de semnal impuse. Fie I_z curentul de punct static prin dioda Zener. Tensiunile continue în baza și colectorul lui T_1 sînt:

$$U_{B_1} = U_{BE_1} + U_{BE_2} + U_{R_2} \tag{1.193}$$

$$U_{C_1} = U_{R_2} + U_Z \tag{1.194}$$

Dacă se admite că tensiunea totală de intrare crește, cresc practic la fel și u_{R_2} și u_{C_1}. Tensiunea u_{C_1} poate crește numai dacă se micșorează curentul prin R_3, deși curentul i_{C_1} crește. Deci, trebuie să se micșoreze curentul prin dioda Zener D_z și se impune alegerea unei valori de punct static suficient de mare pentru acest curent. La cea mai mică valoare a tensiunii de intrare, curentul i_{C_1} este și el cel mai mic, în timp ce curentul i_z are valoarea cea mai mare.

1.14. AMPLIFICATOR CU CUPLAJ PRIN EMITOR

Amplificatorul cu două etaje cuplate prin emitor cu schema din figura 1.62 este alimentat cu două surse a căror conexiune comună este conectată la masă. În această soluție bazele celor două tranzistoare au în punctul static de funcționare practic potențialul masei, exceptînd căderile de tensiune mici pe rezistoarele R_g și R_b datorită curenților de bază. Sursa de semnal $\underline{U}_g$ poate să fie cuplată direct și trebuie să poată prelua componenta de c.c. a curentului i_{B_1}. La legarea în cascadă a mai multor amplificatoare destinate să amplifice semnale de c.c. și c.a., este foarte important ca tensiunile de punct static la intrare și ieșire să fie zero pentru compatibilitatea conectării directe în c.c.

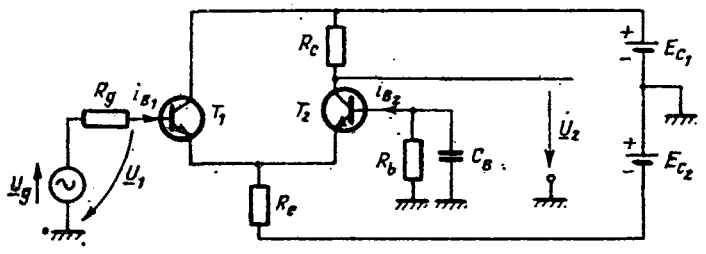


Fig. 1.62. Amplificator cu cuplaj prin emitor.

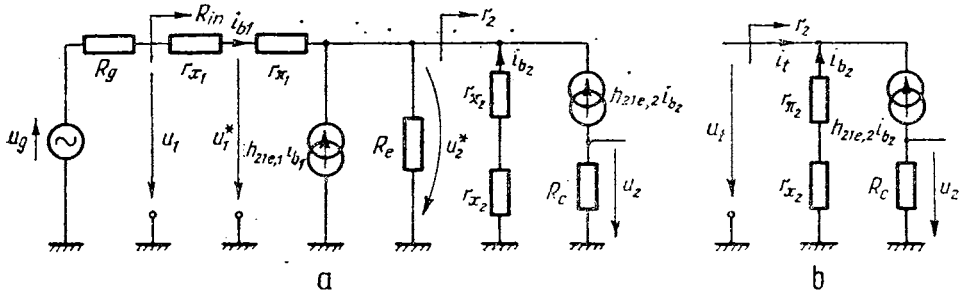


Fig. 1.63. Schema echivalentă a amplificatorului cu cuplaj prin emitor în bandă.

Pentru circuitele de bază ale celor două tranzistoare, în punctul static, se pot scrie relațiile:

$$E_{C_2} = I_{B_1} R_g + U_{BE_1} + U_{R_e}, \qquad E_{C_2} < 0 \tag{1.195}$$

$$E_{C_2} = I_{B_2} R_b + U_{BE_2} + U_{R_e}. \tag{1.196}$$

Tranzistoarele T_1 și T_2 sînt de obicei identice și se aleg cu curenți de punct static egali. Rezistența R_b se introduce în circuit pentru a compensa căderea de tensiune pe R_g și poate să lipsească dacă R_g este suficient de mică. Condensatorul C_b trebuie să fie un scurtcircuit în bandă. Tranzistorul T_1 lucrează în conexiune CC asigurînd un răspuns bun în frecvență, ceea ce se poate deduce din proprietățile repetorului pe emitor, de exemplu în legătură cu figura 1.57. Tranzistorul T_2 lucrează în conexiune bază comună și intervine în răspuns cu $\omega_\alpha \gg \omega_\beta$. Ambele etaje sînt superioare în răspunsul la frecvențe înalte etajului în conexiune EC. Acesta este avantajul principal al etajelor cu cuplaj prin emitor. În bandă se verifică ușor că tensiunile de intrare și ieșire sînt în fază.

Schema echivalentă în bandă a amplificatorului cu cuplaj prin emitor este reprezentată în figura 1.63, *a*. Tranzistorul T_2 în privința încărcării în emitorul tranzistorului T_1 poate fi înlocuit cu rezistența echivalentă de semnal r_2, care se calculează din figura 1.63, *b*.

$$i_t = -(h_{21e,2} + 1)\, i_{b2}; \quad u_t = -i_{b2}(r_{x2} + r_{\pi 2}) = -i_{b2} h_{11e,2} \tag{1.197}$$

$$r_2 = \frac{u_t}{i_t} = \frac{r_{x2} + r_{\pi 2}}{h_{21e,2} + 1} = \frac{h_{11e,2}}{h_{22e,2} + 1} = h_{11b,2} \cong \frac{r_{\pi 2}}{h_{21e,2}} = \frac{1}{g_{m2}}. \tag{1.198}$$

Pentru amplificările etajelor se stabilesc expresiile:

$$A_{U10} = \frac{u_2^*}{u_1} = \frac{(h_{21e,1} + 1)\,(R_e \parallel r_2)}{h_{11e,1} + (h_{21e,1} + 1)\,(R_e \parallel r_2)} \tag{1.199}$$

$$A_{U20} = \frac{u_2}{u_2^*} = \frac{h_{21e,2} R_c}{r_{x2} + r_{\pi 2}} = \frac{h_{21e,2} R_c}{h_{11e,2}} \tag{1.200}$$

$$A_{Ug0} = \frac{u_2}{u_g} = \frac{(h_{21e,1} + 1)\,(R_e \parallel r_2)}{R_g + h_{11e,1} + (h_{21e,1} + 1)\,(R_e \parallel r_2)} \cdot \frac{h_{21e,2} R_c}{h_{11e,2}} \tag{1.201}$$

$$A_{U0} = \frac{u_2}{u_1} = \frac{(h_{21e,1} + 1)\,(R_e \parallel r_2)}{h_{11e,1} + (h_{21e,1} + 1)\,(R_e \parallel r_2)} \cdot \frac{h_{21e,2} R_c}{h_{11e,2}}. \tag{1.202}$$

Deoarece în general $R_e \gg r_2$, se mai pot scrie și expresiile aproximative, dacă $h_{21e,1} = h_{21e,2} = h_{21e}$:

$$A_{Ug0} = \frac{(h_{21e}+1)\, r_2}{R_g + h_{11e,1} + (h_{21e}+1)\, r_2} \cdot \frac{h_{21e,2} R_c}{h_{11e,2}} = \frac{h_{21e} R_c}{R_g + h_{11e;1} + h_{11e,2}} \tag{1.203}$$

$$A_{U0} = \frac{h_{21e} R_c}{h_{11e,1} + h_{11e,2}} \tag{1.204}$$

sau dacă considerăm și același curent de punct static pentru tranzistoare și deci $h_{11e,1} = h_{11e,2} = h_{11e}$:

$$A_{U0} = \frac{h_{21e} R_c}{2h_{11e}} = \frac{h_{21e} R_c}{2r_\pi} = \frac{g_m}{2} R_c. \tag{1.205}$$

Relația (1.205) se poate obține direct din figura 1.63, considerînd tranzistoare identice și aceiași curenți de punct static ($h_{21e,1} = h_{21e,2} = h_{21e}$, $h_{11e,1} = h_{11e,2} = r_\pi$) și $R_e \gg r_2$. Se scriu expresiile:

$$u_1 \cong u_1^* = i_{b1} r_{\pi 1} + (h_{21e}+1) \frac{r_{\pi 2}}{h_{21e}+1} i_{b1} = 2r_\pi i_{b1}, \quad R_{in} = 2r_\pi \tag{1.206}$$

$$u_2 = -h_{21e} R_c i_{b2} = (-h_{21e}) \frac{(-u_2^*)}{r_{\pi 2}} R_c = h_{21e} \frac{(h_{21e}+1)\, r_{\pi 2} i_{b1} R_c}{r_{\pi 2}(h_{21e}+1)} =$$

$$= \frac{h_{21e} R_c}{2r_\pi} u_1 = \frac{g_m}{2} R_c u_1 \tag{1.207}$$

$$A_U = \frac{u_2}{u_1} = \frac{g_m}{2} R_c. \tag{1.208}$$

Amplificatorul cu cuplaj pe emitor se mai numește și *etaj parafază*, deoarece u_2 și u_1 sînt în fază și cele două tranzistoare pot fi înlocuite cu un tranzistor echivalent în conexiune EC cu $r_{\pi\, ech} = 2r_\pi$ și $g_{m\, ech} = -\frac{g_m}{2}$.

În relațiile precedente, pentru mărimile instantanee de semnal s-au folosit simbolurile u_g, u_1, u_2 ..., în mod intenționat pentru a sugera faptul că relațiile sînt valabile și pentru semnale de c.c., dacă baza tranzistorului T_2 este conectată la masă, pentru ca grupul R_b, C_b să nu intervină în amplificare.

1.15. ETAJ CASCODĂ

Figura 1.64 reprezintă un etaj cascodă în care tranzistoarele T_1 și T_2 sînt polarizate de la o singură sursă. Etajul cascodă, elaborat prima dată cu triode, a fost introdus pentru a îmbunătăți răspunsul în înaltă frecvență. Aceasta se poate observa și în schema din figura 1.64, unde tranzistorul T_1 lucrează în conexiune EC și tranzistorul T_2 în conexiune BC.

În paragraful precedent s-a arătat că tranzistorul T_2 încarcă colectorul tranzisto-

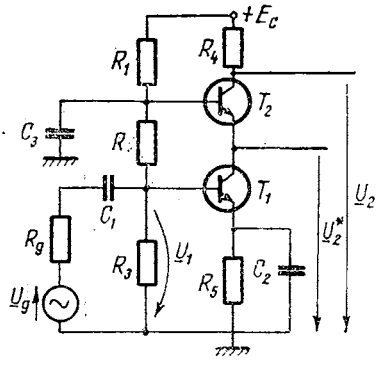


Fig. 1.64. Etaj cascadă.

rului T_1 cu rezistența echivalentă $R_2 = \frac{h_{11e,2}}{h_{21e,2}+1}$, relația (1.198), de valoare foarte mică. Aproximativ se poate spune că tranzistorul T_1 asigură în răspunsul $\frac{U_2^*}{U_1}$ o frecvență limită superioară $f_{\beta 1}$ mare din cauză că are în colector o rezistență de sarcină mică, deși este în conexiune EC. Această proprietate a fost discutată la etajele cuplaj *RC*. Tranzistorul T_2 atacat cu semnal în emitor, se comportă de asemenea foarte bine la frecvențe înalte.

Etajul cascodă se comportă bine și în privința tensiunilor maxime datorită tranzistorului T_2 în conexiune BC a cărui tensiune maximă de lucru este limitată de tensiunea de avalanșă a joncțiunii colector-bază și nu de tensiunea de menținere [7]. La fixarea tensiunilor de punct static, trebuie avut în vedere că joncțiunea bază-emitor a tranzistorului T_2 poate prelua fără limitări o tensiune de semnal vîrf la vîrf foarte mică, de regulă sub 20 mV. Este deci justificat să se aleagă o tensiune de punct static colector-emitor pentru T_1 la limita intrării în saturație a acestuia. Atunci cînd gama dinamică a tensiunii de semnal vîrf la vîrf în colectorul lui T_2 se impune mare, punctul static se poate alege încît tensiunea sursei E_C în acest punct să fie practic înjumătățită între R_4 și terminalele colector — emitor ale tranzistorului T_2, exceptînd căderea de tensiune pe R_5 și rezervele de tensiune pentru ca tranzistoarele să nu intre în saturație. Analiza grafică pentru fixarea punctelor statice la semnale mari este evident mai complicată.

Amplificările în bandă la semnale mici se stabilesc din schema echivalentă din figura 1.65. Pentru compararea cu un etaj cu un singur tranzistor în conexiune EC, se calculează răspunsul $\frac{U_2}{U_1}$. Se presupun identice cele două tranzistoare și se are în vedere că au practic același punct static (curenții de bază sînt mult mai mici ca cei de colector):

$$A_U = \frac{U_2}{U_1} = -\frac{h_{21e,2} I_{b2} R_4}{I_{b1} h_{11e,1}} = (-h_{21e,2}) \left(\frac{h_{21e,1} I_{b1} r_2}{h_{11e,2}} \right) \frac{1}{I_{b1} h_{11e,1}} R_4 =$$

$$= -\frac{h_{21e,1} R_4}{h_{11e,1}} = -g_m R_4. \qquad (1.209)$$

La etajul cascodă se obține o amplificare de tensiune în bandă egală cu aceea realizată într-un etaj cu un singur tranzistor.

Schemele echivalente ale etajului cascodă pentru frecvențe joase și înalte sînt date în anexa 1.2, unde se prezintă și o metodă aproximativă pentru determinarea frecvențelor laterale ale benzii.

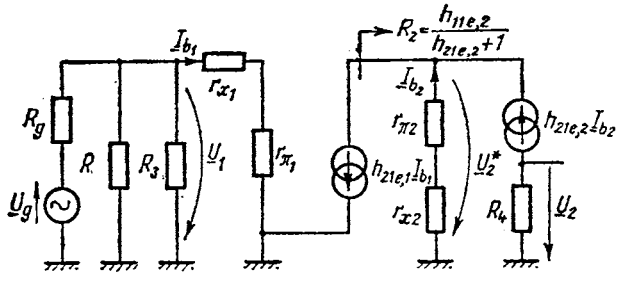


Fig. 1.65. Schema echivalentă a etajului cascodă în bandă.

1.16. REACȚIA ÎN AMPLIFICATOARE

1.16.1. GENERALITĂȚI. CLASIFICĂRI

La analiza etajelor de amplificare din paragrafele precedete au fost puse în evidență efectele unei legături între ieșirea și intrarea unui amplificator asupra impedanțelor de intrare și ieșire, ceea ce determină evident și modificarea amplificărilor $\underline{A}_{Vg}$ sau $\underline{A}_{Ig}$. De asemenea, se poate trage și concluzia generală că nu există în practică amplificatoare unilaterale. Transmisia de semnal nedorită de la ieșirea la intrarea amplificatorului este o reacție parazită, care poate să altereze performanțele amplificatorului, inclusiv să provoace intrarea amplificatorului în regim autooscilant. În majoritatea schemelor de amplificare se prevăd însă circuite speciale de reacție, care asigură transferul unei părți a semnalului de la ieșire înapoi la intrarea amplificatorului.

După modul cum se combină la intrarea amplificatorului semnalul de reacție cu cel dat de generator, se poate vorbi de reacție pozitivă sau de reacție negativă. Aplicarea unei reacții pozitive mărește modulul amplificării. Dacă reacția este negativă, modulul amplificării scade. De regulă, în amplificatoare se aplică în mod intenționat reacția negativă.

Folosirea reacției negative în amplificatoare asigură anumite proprietăți avantajoase și anume: reduce dependența amplificărilor de schimbarea parametrilor dispozitivelor active și a condițiilor de mediu; crește banda de frecvență, reduce nivelul de zgomot la ieșire și al distorsiunilor neliniare determinate de etajele amplificatorului, exceptînd primul etaj; modifică în sens convenabil impedanțele (admitanțele) de ieșire și de intrare; îmbunătățește stabilitatea „în frecvență", adică reduce efectul destabilizant al unor reacții parazite care apar în amplificator la anumite frecvențe. Prețul plătit pentru aceste avantaje este micșorarea modulului amplificării.

În figura 1.66 se dă schema-bloc a unui amplificator cu reacție în care se pun în evidență amplificatorul de bază, rețeaua de reacție și comparatorul, care de regulă nu se poate identifica în scheme reale ca un circuit distinct. Amplificatorul de bază și rețeaua de reacție sînt considerate reale și unilaterale, rețeaua de reacție fiind în multe aplicații liniară. În practică, rețeaua de reacție este un circuit exterior amplificatorului de bază. Acesta din urmă are însă și circuite de reacție parazite interioare. De asemenea, circuitul de reacție nu este nici el unilateral. Mărimea de intrare $\underline{X}_{in}$ la bornele de intrare ale amplificatorului cu reacție este diferită de semnalul generatorului $\underline{X}_g$, de exemplu $\underline{U}_g$ și $\underline{I}_g$ în paragrafele precedente și de mărimea de intrare $\underline{X}_1$ a amplificatorului de bază. $\underline{A}(j\omega)$ și $\underline{\beta}(j\omega)$ sînt funcțiile de transfer ale amplificatorului de bază și rețelei de reacție, pentru $\underline{\beta}$ folosindu-se în unele lucrări și denumirile de raport sau *factor de reacție*, atenuarea sau „amplificarea" rețelei de reacție.

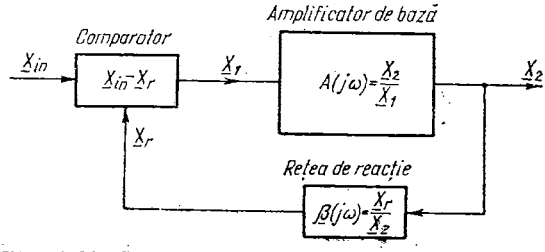


Fig. 1.66. Schemă-bloc pentru un amplificator cu reacție.

Amplificatorul cu reacție este caracterizat prin amplificarea cu reacție $\underline{A}_r$, care cu asocierea referințelor mărimilor $\underline{X}_{in}$ și $\underline{X}_r$ ca în figura 1.66 are forma:

$$\underline{A}_r = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_{in}} = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_1 + \underline{X}_r} = \frac{\underline{A}}{1 + \underline{\beta}\,\underline{A}} \tag{1.210}$$

$$\underline{X}_1 = \underline{X}_{in} - \underline{X}_r. \tag{1.211}$$

Dacă se asociază în mod diferit referințele pentru $\underline{X}_{in}$ și $\underline{X}_r$ față de cele din figura 1.66 și anume

$$\underline{X}_1 = \underline{X}_{in} + \underline{X}_r \tag{1.212}$$

amplificarea cu reacție devine

$$\underline{A}_r = \frac{\underline{A}}{1 - \underline{\beta}\,\underline{A}}. \tag{1.213}$$

În literatură se întîlnesc ambele forme (1.210) și (1.213) pentru expresia generală a amplificării cu creație, în care se folosesc denumirile:

$\underline{T} = \underline{\beta}\,\underline{A}$ este *transmisia pe buclă* (amplificator, rețea de reacție);

$\underline{F} = 1 - \underline{\beta}\,\underline{A}$ sau $\underline{F} = 1 + \underline{\beta}\,\underline{A}$ este *diferența de întoarcere* sau în unele lucrări *factor de reacție* sau *desensibilizare* care se referă la amplificare și anume:

$$\frac{\underline{A}_r}{\underline{A}} = \frac{1}{1 - \underline{\beta}\,\underline{A}} \quad \text{sau} \quad \frac{\underline{A}_r}{\underline{A}} = \frac{1}{1 + \underline{\beta}\,\underline{A}}. \tag{1.214}$$

Dacă pentru un amplificator cu reacție se elaborează schema echivalentă completă și se determină din această schemă amplificarea aceasta nu poate fi în general pusă, fără aproximări, sub formele (1.210) sau (1.213) [3].

În figura 1.67 sînt date schemele cu reprezentare de cuadripol pentru cele patru topologii de bază ale circuitelor cu reacție care se diferențiază după modul de culegere al semnalului de reacție la ieșire (eșantionarea semnalului de ieșire) și după modul de aplicare al acestuia la intrare (compararea cu semnalul dat de generator).

În figura 1.67, *a* se reprezintă topologia cu reacție cu eșantionare pe buclă și comparare pe buclă sau reacție serie-serie sau reacție curent-tensiune, vorbind de la ieșirea la intrarea amplificatorului, sau reacție de curent serie.

În figura 1.67, *b* se reprezintă amplificatorul cu reacție cu eșantionare în nod și comparare pe buclă sau reacție de tensiune serie, sau reacție paralel-serie etc.

Topologia de reacție cu eșantionarea în nod și compararea în nod este reprezentată în figura 1.67, *c*. Aceasta mai poartă și denumirile de reacție de tensiune paralel, sau reacție paralel-paralel, sau reacție tensiune-curent.

Topologia de reacție cu eșantionarea pe buclă și compararea în nod este dată în figura 1.67, *d*. Se mai numește reacție de curent paralel, reacție serie-paralel, reacție curent-curent.

De menționat că în literatură se folosesc diferite terminologii. Se recomandă să se folosească aceea care se referă la comparare și eșantionare.

Din figura 1.67, *b*, cu referința de sus pentru $\underline{U}_r$, rezultă amplificarea de tensiune cu reacție:

$$\underline{A}_{Ur} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_{in}} = \frac{\underline{A}_U}{1 + \underline{\beta}\,\underline{A}_U}, \quad \underline{\beta} = \frac{\underline{U}_r}{\underline{U}_2}; \quad \underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}. \tag{1.215}$$

Se presupune că amplificatorul de bază lucrează în bandă și amplifică în fază, $\underline{A}_U = A_{U0} > 0$, iar circuitul de reacție nu introduce defazaj, $\underline{\beta} = \beta > 0$.

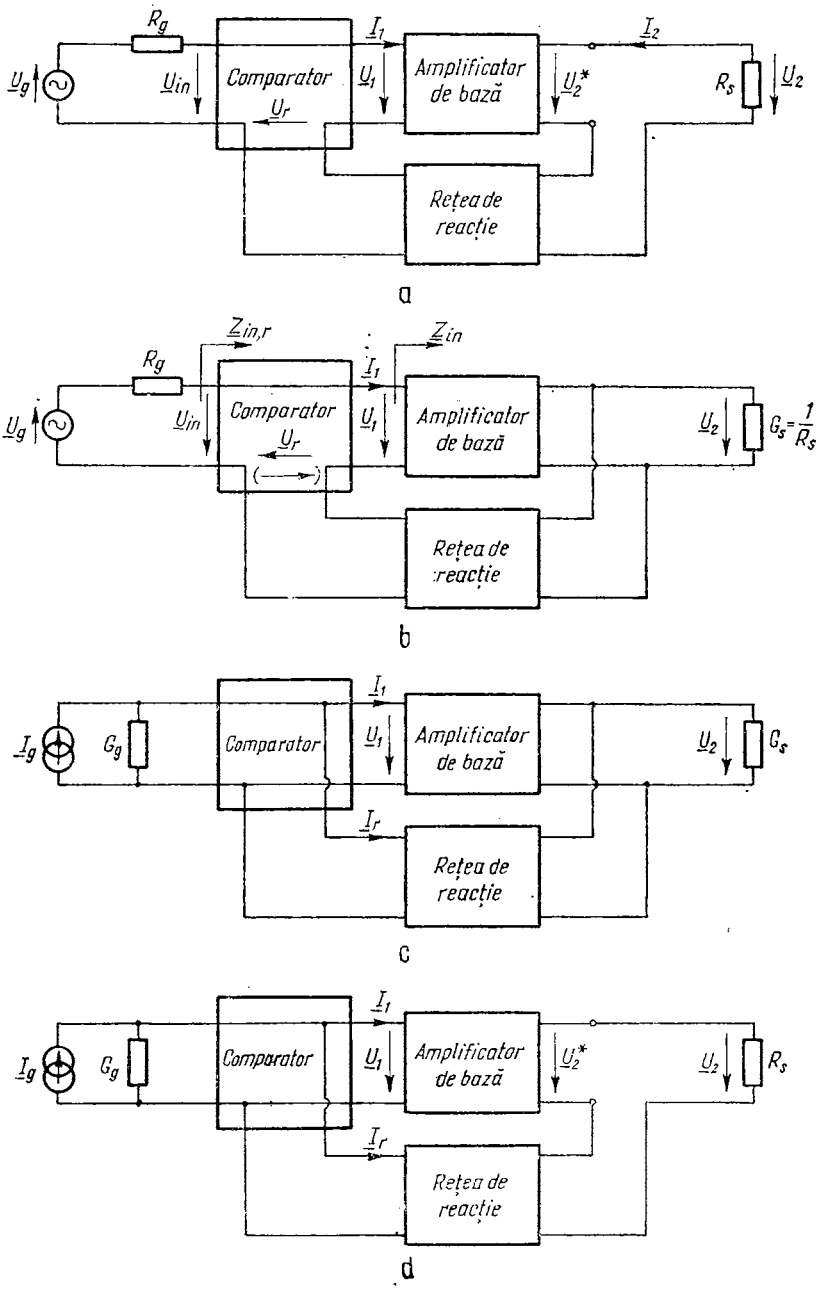


Fig. 1.67. Topologiile de bază ale amplificatoarelor cu reacție.

Cu aceste condiții $\underline{U}_{in}$ și $\underline{U}_1$ sînt în fază și $\underline{U}_r$ se sumează în opoziție cu $\underline{U}_{in}$, micșorînd semnalul $\underline{U}_1$ la intrarea amplificatorului de bază. Reacția este negativă. În bandă relația (1.215) devine:

$$A_{Ur0} = \frac{A_{U0}}{1 + \beta A_{U0}}, \quad A_{Ur0} < A_{U0}, \quad 1 + \beta A_{U0} > 1. \tag{1.216}$$

S-a pus mai sus în evidență micșorarea modulului factorului de amplificare în cazul reacției negative.

Dacă se adoptă inițial referința de jos pentru $\underline{U}_r$, figura 1.67, *b*, atunci amplificarea cu reacție se obține sub forma:

$$\underline{A}_{Ur} = \frac{\underline{A}_U}{1 - \underline{\beta}\,\underline{A}_U} \tag{1.217}$$

sau în bandă, observînd că în această situație $\underline{\beta} = -\beta$, $\beta > 0$, amplificarea A_{Ur0} are expresia:

$$A_{Ur0} = \frac{A_{U0}}{1 + \beta A_{U0}} \tag{1.218}$$

identică cu (1.216).

Pentru a exemplifica reacția pozitivă cu defazaj ideal, se consideră în figura 1.67, *b* că amplificatorul de bază amplifică în opoziție, $\underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = A_{U0} < 0$. Cu referința de sus pentru U_r, $\underline{\beta} = \beta > 0$ și ca urmare în bandă amplificarea cu reacție se scrie:

$$\underline{A}_{Ur0} = \frac{-A_{U0}}{1 - \beta A_{U0}}, \qquad 1 - \beta A_{U0} < 1, \qquad |\underline{A}_{Ur0}| > |\underline{A}_{U0}|. \tag{1.219}$$

În legătură cu relația (1.215), este important de subliniat că reacția negativă în bandă poate deveni pozitivă la frecvențe joase sau înalte din cauza defazajului introdus de amplificator, eventual și de circuitul de reacție ($\underline{\beta}\,\underline{A}_U < 0$). Pentru valoarea $\underline{\beta}\,\underline{A}_U = -1$, $A_{Ur} \to \infty$, ceea ce se interpretează fizic numai cu faptul că $\underline{U}_2 \neq 0$ cu $\underline{U}_{in} = 0$, adică amplificatorul autooscilează. Pentru a se evita aceasta, βA_U nu poate depăși o anumită valoare în bandă. Aceasta se studiază la stabilitatea amplificatoarelor.

1.16.2. UNELE PROPRIETĂȚI ALE AMPLIFICATOARELOR CU REACȚIE NEGATIVĂ

Considerăm expresia (1.210) în mijloc de bandă și reacția negativă

$$A_{r0} = \frac{A_0}{1 + \beta A_0} = A_{r0}(A_0), \qquad \beta A_0 > 0. \tag{1.220}$$

Diferențiind, se obține:

$$\mathrm{d}A_{r0} = \frac{\mathrm{d}A_0}{(1 + \beta A_0)^2}; \qquad \frac{\mathrm{d}A_{r0}}{A_{r0}} = \frac{1}{1 + \beta A_0}\,\frac{\mathrm{d}A_0}{A_0}. \tag{1.221}$$

Din (1.221) se deduce că A_{r0} are o variație relativă mai mică ca A_0, $\frac{\Delta A_{r0}}{A_{r0}} < \frac{\Delta A_0}{A_0}$. Reacția negativă desensibilizează amplificarea la variația parametrilor tranzistoarelor.

Cu $A_0 \to \infty$, relația (1.220) devine:

$$A_{r0} = \frac{1}{\frac{1}{A_0} + \beta} \cong \frac{1}{\beta}. \tag{1.222}$$

Din această ultimă relație se trage concluzia importantă că amplificarea cu reacție depinde numai de circuitul de reacție, realizat de obicei cu componente pasive cu parametri mult mai stabili la schimbarea condițiilor de mediu.

Banda de frecvență a amplificatoarelor cu reacție devine mai largă. Fie un amplificator de bază cu răspunsul în înaltă frecvență de forma

$$\underline{A}_{U_s} = \frac{A_{U0}}{1 + \mathrm{j}f/f_s}.$$

Amplificarea cu reacție se scrie:

$$\underline{A}_{Ur_s} = \frac{\underline{A}_{Us}}{1 + \beta \underline{A}_{Us}} = \frac{\dfrac{A_{U0}}{1 + \mathrm{j}f/f_s}}{1 + \beta \dfrac{A_{U0}}{1 + \mathrm{j}f/f_s}} = \frac{A_{U0}}{1 + \beta A_{U0}} \cdot \frac{1}{1 + \mathrm{j} \dfrac{f}{f_s(1 + \beta A_{U0})}}. \quad (1.223)$$

Frecvența laterală a benzii de frecvență a amplificatorului cu reacție este:

$$f_{sr} = f_s(1 + \beta A_{U0}) > f_s. \quad (1.224)$$

Efectul favorabil al reacției negative asupra raportului semnal/zgomot la ieșire este pus în evidență cu relațiile care se pot scrie pentru schemele din figura 1.68, unde se presupun etajele liniare și A_U, β și A_{U1} reale. Amplificatorul A_U, figura 1.68, *a*, se caracterizează prin rapoarte semnal/zgomot egale la intrare și ieșire;

$$\left(\frac{S}{N_{in}}\right) = \left(\frac{S}{N_{ieș}}\right) = \frac{U_g}{U_{zg}}. \quad (1.225)$$

Dacă se introduce reacția negativă β (figura 1.68, *b*) aceste rapoarte se păstrează deoarece:

$$U_2 = U_{2s} + U_{2zg} = \frac{A_U}{1 + \beta A_U} U_g + \frac{A_U}{1 + \beta A_U} U_{zg}, \quad (1.226)$$

unde U_{2s} este semnalul util și U_{2zg} semnalul de zgomot la ieșire.

Se modifică amplificatorul A_U ca în figura 1.68, *c* și se acceptă că acest amplificator cu reacție asigură aceeași amplificare, $A_{Ur} = A_U$, adică nu se

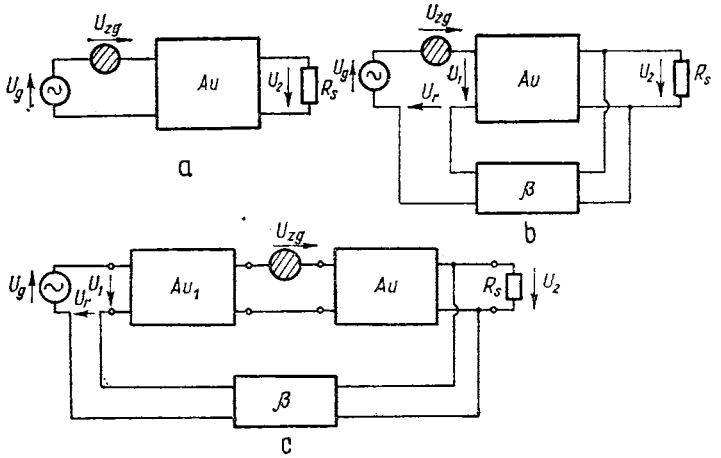


Fig. 1.68. Amplificatoare cu reacție cu zgomot.

schimbă amplificarea pentru semnalul util U_g. Se presupune că etajul de intrare suplimentar A_{U1} nu introduce zgomot.

Tensiunea de semnal la ieşire este:

$$U_{2s} = A_{Ur} U_g = \frac{A_{U1} A_U}{1 + \beta A_{U1} A_U} U_g. \tag{1.227}$$

Pentru tensiunea de zgomot la ieşire se obţine:

$$U_{2zg} = A_U U_{zg} - \beta U_{2zg} A_{U1} A_U, \qquad U_{2zg} = \frac{A_U}{1 + \beta A_{U1} A_U} U_{zg}. \tag{1.228}$$

Raportul semnal/zgomot la ieşire pentru schema din figura 1.68, *c* este:

$$\left(\frac{S}{N_{ieş}}\right) = A_{U1} \frac{U_g}{U_{zg}}. \tag{1.229}$$

Raportul semnal/zgomot este mai bun de A_{U1} ori faţă de cel obţinut cu schema din figura 1.68, *a*, avînd evident în vedere că U_g, U_2 şi U_{zg} au acelaşi nivel în ambele scheme.

Mărimea amplificării A_{U1} se stabileşte din relaţiile

$$A_U = \frac{A_{U1} A_U}{1 + \beta A_{U1} A_U} = A_{Ur}; \qquad A_{U1} = 1 + \beta A_{U1} A_U. \tag{1.230}$$

Reacţia negativă nu îmbunătăţeşte raportul semnal/zgomot dacă semnalul parazit se aplică în acelaşi punct cu semnalul util, deci la intrarea amplificatorului. Zgomotul introdus de etajul de intrare al amplificatorului (sursa echivalentă cu care este caracterizat la intrare) se amplifică la fel ca şi semnalul util. Efectul semnalelor parazite introduse de restul etajelor se reduce la ieşire. La fel se reduc la ieşire distorsiunile neliniare din amplificator introduse de etajul de ieşire, unde semnalele au nivelul cel mai mare. Distorsiunile neliniare introduse de un etaj pot fi caracterizate cu un generator echivalent la intrarea acestuia şi deci relaţiile (1.227), (1.228) şi (1.229) rămîn valabile.

Pentru a exemplifica modificarea impedanţelor datorită reacţiei negative, calculăm impedanţa de intrare cu reacţie $\underline{Z}_{in,r}$ din figura 1.67, *b*:

$$\underline{Z}_{in,r} = \frac{\underline{U}_{in}}{\underline{I}_1} = \frac{\underline{U}_1 + \underline{U}_r}{\underline{I}_1} = \frac{\underline{U}_1 + \underline{\beta}\, \underline{A}_U \underline{U}_1}{\underline{I}_1} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1}(1 + \underline{\beta}\, \underline{A}_U) = \underline{Z}_{in}(1 + \underline{\beta}\, \underline{A}). \tag{1.231}$$

În schemele de amplificare cu reacţia negativă cu comparare pe buclă creşte impedanţa de intrare de $1 + \beta A$ ori. Utilizarea reacţiei negative este deci necesară dacă generatorul de semnal U_g are rezistenţa R_g de valoare foarte mare. Această proprietate a fost reliefată la repetorul pe emitor.

În paragraful precedent a fost pusă în evidenţă posibilitatea intrării în autooscilaţie a amplificatorului, relaţia (1.215). Considerăm transmisia pe buclă a unui amplificator de bază cu trei etaje identice şi amplificarea în tensiune la frecvenţe înalte de forma

$$\underline{A}_{Us} = \frac{-A_{U0}}{(1 + \mathrm{j} f/f_s)^3}, \qquad A_{U0} > 0 \tag{1.232}$$

$$\underline{T} = -\beta \underline{A}_{U_s} = \frac{\beta A_{U0}}{(1 + \mathrm{j} f/f_s)^3} = \frac{\beta A_{U0}}{[1 + (f/f_s)^2]^{3/2}} \cdot \exp \mathrm{j}\,(-3 \operatorname{arctg} f/f_s), \tag{1.233}$$

cu $\beta > 0$.

Argumentul lui $\underline{T}$, care corespunde punctului $\beta\underline{A}_{Us} = -1$, diferă cu π față de mijlocul benzii, unde $T_0 = \beta A_{U0}$. Este deci necesar ca

$$\pi = 3 \text{ arctg } f/f_s, \quad \frac{f_{cr}}{f_s} = \sqrt{3} \tag{1.234}$$

unde f_{cr} este frecvența la care se realizează condiția de fază ideală pentru reacția pozitivă. La această frecvență este necesar ca $|\underline{T}| < 1$ pentru ca $\underline{A}_{Ur}$ să rămînă finit, deci din (1.233) și (1.234) rezultă:

$$\frac{\beta A_{U0}}{[1 + (f_{cr}/f_s)^2]^{3/2}} < 1 \quad \text{sau} \quad T_0 = \beta A_{U0} < 8. \tag{1.235}$$

La un amplificator cu patru etaje identice se obține condiția $T_0 = \beta A_{U0} < 4$.

Discuția de mai sus, privind limitarea mărimii lui T în bandă, este numai orientativă. Ea trebuie susținută cu aplicarea criteriului de stabilitate Nyquist.

1.17. REACȚIA CU EȘANTIONARE ÎN NOD ȘI COMPARARE ÎN NOD (PARALEL-PARALEL)

1.17.1. ANALIZA CU PARAMETRII DE CUADRIPOL $\underline{Y}$

Considerînd schema amplificatorului cu reacție de tip paralel — paralel prezentată cu parametrii cu cuadripol y, figura 1.69, *a* pentru nodurile de intrare și ieșire se poate scrie:

$$\underline{I}_g = \underline{U}_1(G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11}) + \underline{U}_2(\underline{Y}_{12} + \underline{y}_{12}) \tag{1.236}$$

$$0 = \underline{U}_1(\underline{Y}_{21} + \underline{y}_{21}) + \underline{U}_2(G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22}) \tag{1.237}$$

Eliminînd $\underline{U}_1$ între ecuațiile (1.236) și (1.237) rezultă:

$$\frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_g} = \frac{-(\underline{Y}_{21} - \underline{y}_{21})}{(G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})(G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22}) - (\underline{Y}_{21} + \underline{y}_{21})(\underline{Y}_{12} + \underline{y}_{12})}. \tag{1.238}$$

Se introduc notațiile:

$$\underline{Y}_{in} = G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11} \tag{1.239}$$

$$\underline{Y}_{ieș} = G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22}. \tag{1.240}$$

Relația (1.238) devine:

$$\underline{A}_{Zgr} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_g} = \frac{-\dfrac{\underline{Y}_{21} + \underline{y}_{21}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}}}{1 - \dfrac{\underline{Y}_{21} + \underline{y}_{21}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}}(\underline{Y}_{12} + \underline{y}_{12})}. \tag{1.241}$$

Expresia (1.241) are forma amplificării cu reacție (1.210), dacă se introduc notațiile:

$$\underline{A}_{Zg} = -\frac{\underline{Y}_{21} + \underline{y}_{21}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}} \tag{1.242}$$

$$\underline{\beta} = \underline{Y}_{12} + \underline{y}_{12}. \tag{1.243}$$

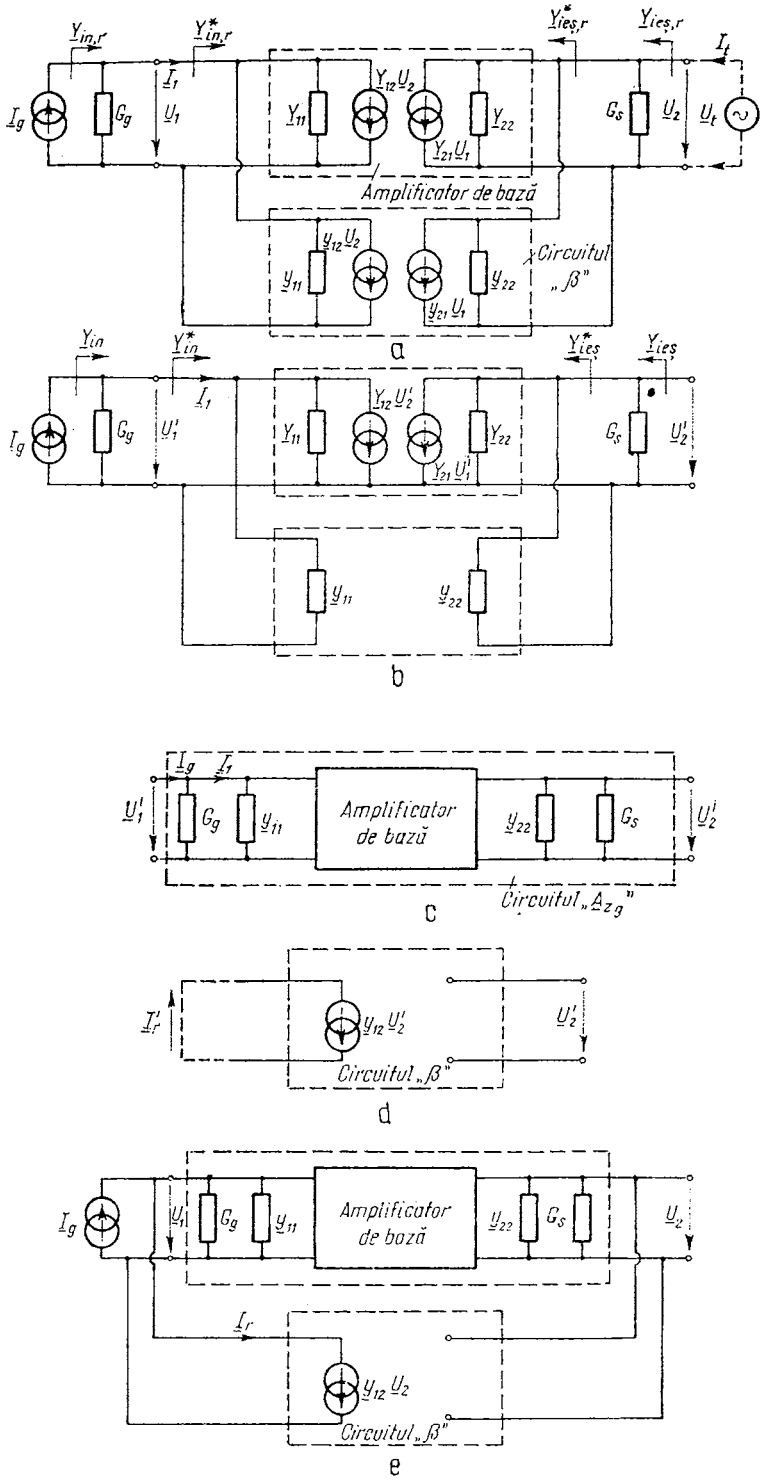


Fig. 1.69. Reacția cu eșantionare în nod și comparare în nod. Scheme de cuadripol.

Trebuie observat că $\underline{A}_{zg}$ și $\underline{\beta}$ din relațiile de mai sus sînt diferite de funcțiile de transfer ale amplificatorului de bază și cuadripolului de reacție (fig. 1.66).

Pentru a obține interpretări simple de circuit pentru $\underline{A}_{zg}$ și $\underline{\beta}$ se admit următoarele aproximări:

— semnalul trece de la intrare spre ieșire în principal prin amplificatorul de bază, care trebuie să amplifice foarte mult, în timp ce cuadripolul de reacție, de obicei realizat cu componente pasive, este un atenuator și deci

$$|\underline{Y}_{21}| \gg |\underline{y}_{21}| \tag{1.244}$$

— semnalul trece de la ieșire spre intrare în principal prin cuadripolul de reacție și ca urmare

$$|\underline{Y}_{21}| \ll |\underline{y}_{12}|. \tag{1.245}$$

Luînd în considerare inegalitățile (1.244) și (1.245) relațiile (1.242) și (1.243) devin:

$$\underline{A}_{zg} \simeq -\frac{\underline{Y}_{21}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}} = -\frac{\underline{Y}_{21}}{(G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})(G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22})} \tag{1.246}$$

$$\underline{\beta} \simeq \underline{y}_{12}. \tag{1.247}$$

1.17.2. REPREZENTĂRILE DE CIRCUIT PENTRU $\underline{A}_{zg}$, $\underline{\beta}$ ȘI $\underline{T}$

În cazul reacției considerate se poate evita calculul parametrilor de cuadripol $\underline{Y}$, $\underline{y}$ dacă se găsesc metode simple pentru determinarea lui $\underline{A}_{zg}$ și $\underline{\beta}$. O schemă de calcul în care amplificatorul de bază este păstrat nemodificat și se consideră numai încărcarea la intrare și ieșire cu admitanțele cuadripolului de reacție $\underline{y}_{11}$ și $\underline{y}_{22}$ este dată în figura 1.69, *b*. Pentru această schemă se poate scrie:

$$\underline{I}_g = \underline{U}_1'(G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11}) + \underline{U}_2'\underline{Y}_{12} \tag{1.248}$$

$$0 = \underline{U}_1'\underline{Y}_{21} + \underline{U}_2'(G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22}). \tag{1.249}$$

De mai sus rezultă:

$$\frac{\underline{U}_2'}{\underline{I}_g} = \frac{-\underline{Y}_{21}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș} - \underline{Y}_{21}\underline{Y}_{12}} = -\frac{\underline{Y}_{21}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}} \frac{1}{1 - \dfrac{\underline{Y}_{21}\underline{Y}_{12}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}}} \tag{1.250}$$

unde s-au respectat notațiile precedente $\underline{Y}_{in} = G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11}$ și $\underline{Y}_{ieș} = G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22}$.

Dacă este respectată inegalitatea:

$$|\underline{Y}_{12}\underline{Y}_{21}| \ll |\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}| \tag{1.251}$$

atunci expresia (1.250) corespunde cu amplificarea $\underline{A}_{zg}$, relația (1.246).

Din ecuațiile (1.248), (1.249) se poate calcula și admitanța de intrare care încarcă generatorul $\underline{I}_g$, $\dfrac{\underline{I}_g}{\underline{U}_1'} = \underline{Y}_{in}\left(1 - \dfrac{\underline{Y}_{21}\underline{Y}_{12}}{\underline{Y}_{in}\underline{Y}_{ieș}}\right)$ și care nu depinde practic de admitanța de sarcină, reducîndu-se la $\underline{Y}_{in}$ cînd este valabilă inegalitatea (1.251), condiție ca amplificatorul de bază să fie suficient de unilateral.

Datorită relațiilor (1.250), (1.251) se observă reguli pentru formarea circuitului de calcul pentru $\underline{A}_{zg}$ și anume:

— se identifică părțile componente ale amplificatorului cu reacție (sursa de semnal, amplificatorul de bază, circuitul de reacție și sarcina utilă);

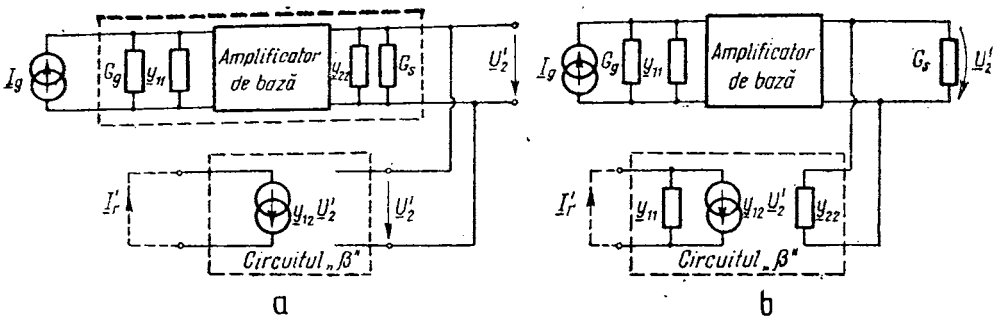


Fig. 1.70. Reacția cu eșantionare în nod și comparare în nod. Circuite pentru calculul transmisiei pe buclă.

— se formează circuitul de calcul pentru $\underline{A}_{Zg}$, completînd amplificatorul de bază cu G_g, $\underline{y}_{11}$ la intrare și G_s, $\underline{y}_{22}$ la ieșire.

Pentru calculul lui $\underline{A}_{Zg}$ nu mai este necesar calculul parametrilor Y, y. Încărcarea totală a sursei de semnal $\underline{I}_g$ este ceea ce rămîne după punerea la masă a nodului de ieșire pentru a se anula reacția. Încărcarea în nodul de ieșire datorită amplificatorului de bază, circuitului de reacție și sarcinii utile este ceea ce rămîne după punerea la masă a nodului de intrare.

După acest procedeu, de calcul, amplificatorul de bază nu suportă nici o modificare, schema sa trebuind să fie completată cu G_g, $\underline{y}_{11}$, G_s, $\underline{y}_{22}$ ca în figurile 1.69, *b* sau *c*. Cu aceste tranformări cuadripolul de reacție devine ideal, fiind redus la generatorul de curent $\underline{y}_{12}\underline{U}_2'$ ca în figura 1,69, *d*.

Datorită aproximărilor de mai sus, amplificatorul cu reacție se reprezintă ca în figura 1.69, *e*.

La aprecierea performanțelor amplificatorului cu reacție este importantă și desensibilizarea $\underline{F} = 1 + \underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg}$ care se poate aproxima și cu transmisia pe buclă $\underline{T}$, necesară în studiul stabilității. Din reacțiile (1.246) și (1.247) se deduce $\underline{T}$:

$$\underline{T} = \underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg} = \frac{\underline{I}_r'}{\underline{U}_2'}\,\frac{\underline{U}_2'}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{I}_r'}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{Y}_{21}\underline{y}_{12}}{(\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11} + G_g)\,(\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22} + G_s)}. \quad (1.252)$$

Expresia (1.252) se obține și din schemele din figura 1.70, *a* și *b*, ceea ce permite să se dea următoarele reguli pentru formarea circuitului $\underline{T}$: se întrerupe bucla de reacție la intrarea amplificatorului, iar bornele rețelei de reacție astfel deconectate se scurtcircuitează. Transmisia pe buclă $\underline{T}$, se calculează raportînd curentul de scurtcircuit la semnalul dat de generator, $\underline{I}_g$.

1.17.3. ADMITANȚELE DE INTRARE ȘI IEȘIRE

Admitanța de intrare cu reacție se determină din sistemul (1.236) și (1.237), în care se consideră $\underline{Y}_{12} = 0$ și $\underline{y}_{21} = 0$, ca raportul $\underline{I}_g/\underline{U}_1$:

$$\underline{Y}_{in,r} = \underline{I}_g/\underline{U}_1 = \left(G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11} - \frac{\underline{y}_{12}\underline{Y}_{21}}{G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22}}\right) =$$

$$= (G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\,(1 + \underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg}). \quad (1.253)$$

Pentru calculul admitanței de ieșire se folosește schema din figura 1.69, *a* cu intrarea pasivă ($\underline{I}_g = 0$) și $\underline{Y}_{12} = 0$, $\underline{y}_{21} = 0$.

Admitanța de ieșire cu reacție $\underline{Y}_{ieș,r}$ se determină cu raportul $\underline{I}_t/\underline{U}_t$ din circuitul de la ieșire reprezentat punctat pentru $\underline{I}_g = 0$

$$\underline{Y}_{ieș,r} = \underline{I}_t/\underline{U}_t = \left(\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22} + G_s - \frac{\underline{Y}_{21}\underline{y}_{12}}{G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11}}\right) =$$

$$= (G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22})\,(1 + \underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg}). \tag{1.254}$$

Pentru aprecierea răspunsului amplificatorului cu reacție individual este necesară cunoașterea și a admitanțelor de intrare și ieșire efectiv la bornele amplificatorului cu reacție, care nu includ G_g și G_s, adică $\underline{Y}^*_{in,r}$ și $\underline{Y}^*_{ieș,r}$ (fig. 1.69, *a*).

Considerînd ca și mai sus $\underline{Y}_{12} = 0$ și $\underline{y}_{12} = 0$, pentru figura 1.69, *a* se pot scrie relațiile:

$$I_1 = \underline{U}_1(\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11}) + \underline{U}_2\underline{y}_{12} \tag{1.255}$$

$$0 = \underline{U}_1\underline{Y}_{21} + \underline{U}_2(\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22} + G_s)$$

$$\underline{A}_{Zr} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_1} = \frac{\dfrac{-\underline{Y}_{21}}{(\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\,(\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22} + G_s)}}{1 - \dfrac{\underline{Y}_{21}}{(\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\,(\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22} + G_s)}\,\underline{y}_{21}} = \frac{\underline{A}_Z}{1 + \underline{\beta}\,\underline{A}_Z} \tag{1.256}$$

unde

$$\underline{A}_Z = -\frac{\underline{Y}_{21}}{(\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\,(\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22} + G_s)}, \qquad \underline{\beta} = \underline{y}_{12}. \tag{1.257}$$

$\underline{A}_Z$ se poate calcula sub aceiași formă și din figura 1.69, *b* ca raportul $\dfrac{\underline{U}'_2}{\underline{I}_1}$ cu $\underline{Y}_{12} = 0$

$$\underline{Y}^*_{in,r} = \frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_1} = (\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\left(1 - \frac{\underline{Y}_{21}}{(\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\,(G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22})}\,y_{12}\right) \tag{1.258}$$

Introducîndu-se expresiile (1.257) în relația (1.258), $\underline{Y}^*_{in,r}$ se obține sub forma:

$$\underline{Y}^*_{in,r} = (\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\,(1 + \underline{\beta}\,\underline{A}_Z). \tag{1.259}$$

Pentru a se evita calculul lui $\underline{A}_Z$, se poate calcula $\underline{Y}^*_{in,r}$ direct din $\underline{Y}_{in;}$. Pentru a stabili legătura dintre acestea se transformă relația (1.258) ca mai jos:

$$\underline{Y}^*_{in,r} = \left(\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11} - \frac{\underline{Y}_{21}}{G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22}}\,\underline{y}_{12}\right) + G_g - G_g =$$

$$= (\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11} + G_g)\left(1 - \frac{\underline{Y}_{21}}{(G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})\,(G_s + \underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22})}\,\underline{y}_{21}\right) - G_g =$$

$$= (\underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11} + G_g)\,(1 + \underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg}) - G_g = \underline{Y}_{in,r} - G_g. \tag{1.260}$$

Admitanța de ieșire $\underline{Y}^*_{ieș,r}$ se calculează din figura 1.69, *a* ca raportul $\dfrac{\underline{I}_t}{\underline{U}_t}$, cu $G_s = 0$, $I_g = 0$.

$$\underline{Y}^*_{in,r} = \frac{\underline{I}_t}{\underline{U}_t} = (\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22})\left(1 - \frac{\underline{Y}_{21}}{(\underline{Y}_{22} + \underline{y}_{22})\,(G_g + \underline{Y}_{11} + \underline{y}_{11})}\,\underline{y}_{12}\right). \tag{1.261}$$

Dacă se introduc notațiile:

$$\underline{A}^*_{Zg} = -\frac{\underline{Y}_{21}}{(\underline{Y}_{22}+\underline{y}_{22})(G_g+\underline{Y}_{11}+\underline{y}_{11})}, \quad \underline{\beta} = \underline{y}_{12} \tag{1.262}$$

admitanța de ieșire $\underline{Y}^*_{ieș,r}$ se pune sub aceiași formă ca și $\underline{Y}_{ieș,r}$ și anume:

$$\underline{Y}^*_{ieș,r} = (\underline{Y}_{22}+\underline{y}_{22})(1+\underline{\beta}\,\underline{A}^*_{Zg}). \tag{1.263}$$

Se poate verifica că $\underline{A}^*_{Zg}$ este răspunsul $\frac{U_2'}{I_g}$ din figura 1.69, *b* cu $G_s = 0$ și $\underline{Y}_{12} = 0$.

Tot pentru a se evita calculul răspunsului $\underline{A}^*_{Zg}$, se poate deduce $\underline{Y}^*_{ieș,r}$ din $\underline{Y}_{ieș,r}$. Relația (1.261) se poate transforma sub forma:

$$\underline{Y}_{ieș,r} = \underline{Y}_{22}+\underline{y}_{22} - \frac{\underline{Y}_{21}}{(G_g+\underline{Y}_{11}+\underline{y}_{11})}\underline{y}_{12} + G_s - G_s =$$

$$= (\underline{Y}_{22}+\underline{y}_{22}+G_s)\left(1 - \frac{\underline{Y}_{21}}{(G_g+\underline{Y}_{11}+\underline{y}_{11})(\underline{Y}_{22}+\underline{y}_{22}+G_s)}\underline{y}_{12}\right) - G_s =$$

$$= (\underline{Y}_{22}+\underline{y}_{12}+G_s)(1+\underline{\beta}\,\underline{A}_{zg}) - G_s = \underline{Y}_{ieș,r} - G_s. \tag{1.264}$$

Dacă se compară figurile 1.69, *a* și *e* se poate stabili că $\underline{Y}^*_{in} = \underline{Y}_{11}+\underline{y}_{11}$ și $\underline{Y}^*_{ieș} = \underline{Y}_{22}+\underline{y}_{22}$ sînt admitanțele de intrare și ieșire ale amplificatorului cu buclă de reacție deschisă.

Amplificatoarele cu reacție trebuie proiectate cu o transmisie pe buclă $|\underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg}| \gg 1$ pentru a reduce dependența amplificării cu reacție de parametrii dispozitivelor active cu împrăștiere mare (vezi relațiile (1.221), (1.222)).

Din relațiile (1.229) și (1.230) rezultă că se obțin avantaje și în privința creșterii raportului semnal/zgomot și a reducerii distorsiunilor neliniare la ieșirea amplificatorului.

Deoarece admitanțele de intrare și ieșire cresc, amplificatorul cu reacție paralel — paralel cu transmisia pe buclă mare se apropie, în bandă, ca proprietăți de amplificatorul ideal transrezistență (fig. 1.30). Pentru a observa mai clar aceasta, se are în vedere că circuitul de ieșire al amplificatorului cu reacție se poate înlocui cu un generator de tensiune în serie cu impedanța de ieșire $\underline{Z}^*_{ieș,r} = \frac{1}{\underline{Y}^*_{ieș,r}}$.

Circuitul de ieșire al amplificatorului cu reacție se poate înlocui cu un generator de curent șuntat de admitanța de ieșire $\underline{Y}^*_{ieș,r}$. La reacția negativă cu eșantionare în nod admitanța de ieșire crește și în consecință curentul de semnal prin G_s scade, ceea ce este normal deoarece amplificarea cu reacție se micșorează.

Cu $\underline{Y}^*_{ieș,r}$ mare, rezistența de sarcină poate să se schimbe într-un domeniu de valori mai mari, cu condiția să rămînă consistent mai mare ca $1/|\underline{Y}^*_{ieș,r}|$, fără ca mărimea tensiunii $\underline{U}_2$ să se modifice prea mult pentru un nivel constant a lui $\underline{U}_g = R_g I_g$.

Același lucru este valabil și la variația amplificării amplificatorului de bază.

1.17.4. SCHEMĂ DE AMPLIFICATOR CU EȘANTIONARE ȘI COMPARARE ÎN NOD

O schemă de amplificator cu reacție este dată în figura 1.71, *a*. Amplificatorul cu trei etaje cu tranzistoare în conexiune emitor comun este inversor în bandă. Amplificarea în tensiune $\underline{A}_U = \underline{U}_2/\underline{U}_1$ se admite că are modulul destul de mare. Rezistența de reacție R are în mod obișnuit o valoare mare și încarcă destul de puțin amplificatorul la ieșire. În această situație $\underline{A}_U = \underline{U}_2/\underline{U}_1$ se schimbă relativ puțin dacă este sau nu reacție. Din această cauză etajul nu poate fi atacat la intrare cu un generator ideal de tensiune, singurul efect fiind doar că acesta ar debita un curent mai mare datorită lui $\underline{I}_r$, sau, altfel spus, generatorul ideal de tensiune șuntează bucla de reacție. În soluție normală de atac, cu generator de curent ideal sau real sau cu un generator de tensiune real, curentul de semnal la baza lui T_1 se reduce din cauza curentului $\underline{I}_r$ care poate fi suficient de mare deoarece R vede la borne practic întreaga

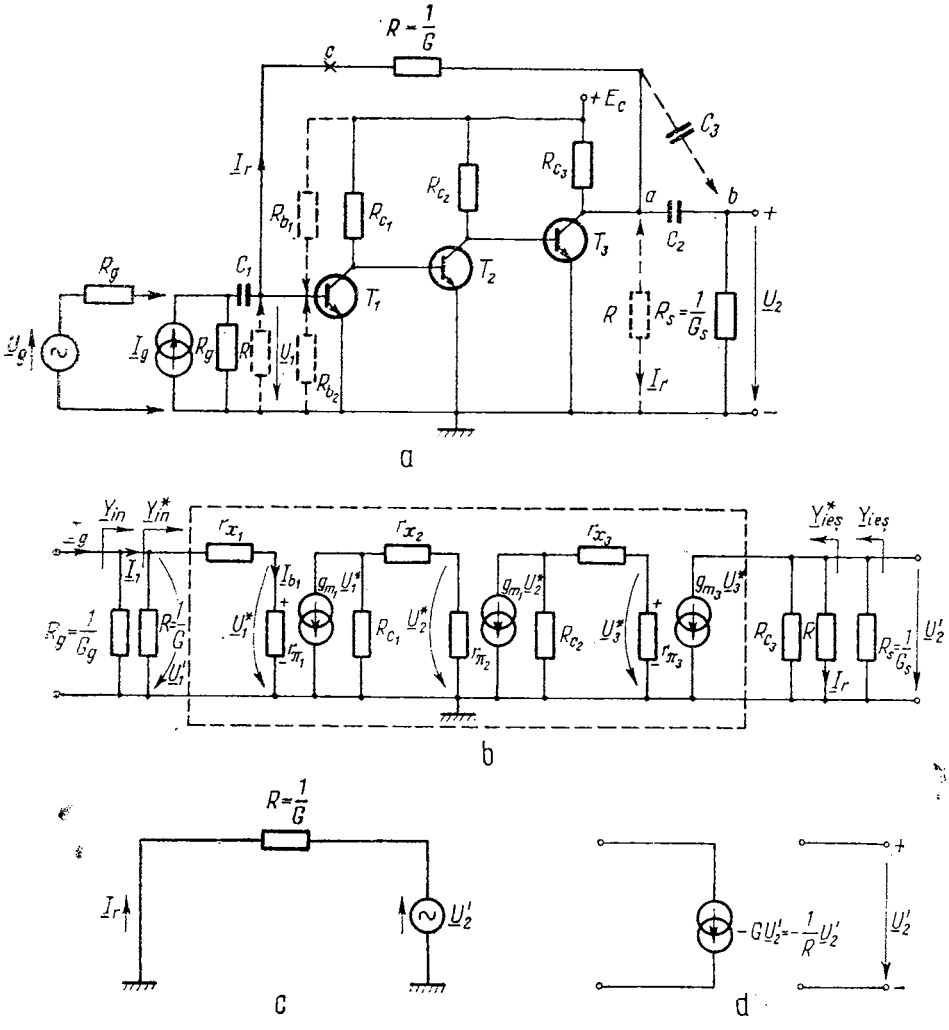


Fig. 1.71. Amplificator cu reacție eșantionare în nod și comparare în nod.

tensiune de ieșire $|\underline{U}_2| \gg |\underline{U}_1, \underline{U}_2$ în opoziție cu $\underline{U}_1$. Datorită curentului $\underline{I}_r$ se explică și creșterea admitanței de intrare.

În figura 1.71, *a* se sugerează și conectarea posibilă a lui R în punctul *b*, intervenind în acest caz numai o reacție în c.a., pentru polarizarea tranzistorului T_1 fiind necesare rezistoarele R_{b1}, R_{b2} reprezentate punctat. Cu R conectată în *a*, datorită reacției negative și în c.c., mărimile de punct static se schimbă mai puțin la schimbarea tranzistoarelor sau la variația condițiilor de mediu, proiectarea este însă mai laborioasă.

Modificările în schemă pentru obținerea circuitului $\underline{A}_{Zg}$ sînt indicate prin întreruperea buclei de reacție în c și încărcarea amplificatorului cu R la intrare și ieșire (reprezentate punctat).

Transmisia pe buclă se obține calculînd, din figura 1.71, *a* după modificarea schemei pentru calculul lui $\underline{A}_{Zg}$, raportul $\underline{I}_r/\underline{I}_g$, $\underline{I}_r$ fiind curentul prin rezistența R conectată la ieșire.

Circuitul echivalent în bandă $\underline{A}_{Zg}$ este reprezentat în figura 1.71, *b*.

Cuadripolul de reacție se reduce la conductanța $G = 1/R$, figura 1.71, *c*, de unde

$$\underline{\beta} = \underline{I}_r/\underline{U}_2' = -G = -1/R. \tag{1.265}$$

Cuadripolul de reacție idealizat cu $\underline{y}_{12} = \underline{\beta}$ este reprezentat în figura 1.71, *d*.

Exemplu. În figura 1.71, *a* se presupun următoarele valori numerice: $E_C = 10$ V, $R_g = 2$ kΩ, $R_{c1} = 10$ kΩ, $R_{c2} = 6{,}2$ kΩ, $R_{c3} = 3{,}6$ kΩ, $R_s = 0{,}1$ kΩ. Tranzistoarele T_1, T_2, T_3 sînt identice și au parametrii $h_{21e} = h_{21E} = 100$, $r_x = 50$ Ω, $h_{12e} = 0$, $h_{22e} = 0$. În punctul static, tensiunile bază-emitor sînt $U_{BE} = 0{,}7$ V. Curentul de punct static al tranzistorului T_3 este $I_{C3} = 2$ mA.

Curenții de colector ai tranzistoarelor T_1, T_2 în punctul static de funcționare (p.s.f.) dacă se neglijează curenții de bază, sînt: $I_{C2} = (E_C - U_{BE3})/R_{c2} = 1{,}5$ mA, $I_{C1} = (E_C - U_{BE2})/R_{c1} = 0{,}93$ mA.

Rezistența R se calculează cu relația

$$R = (U_{CE3} - U_{BE1})/I_{B1} = (E_C - I_{C3}R_{c3} - U_{BE1})/I_{B1} = 0{,}22 \text{ MΩ}.$$

Parametrii de semnal mic ai tranzistoarelor sînt: $g_{m1} = 40 \cdot 0{,}93 = 37{,}2$ mA/V, $g_{m2} = 40 \cdot 1{,}5 = 60$ mA/V, $g_{m3} = 40 \cdot 2 = 80$ mA/V, $r_{\pi 1} = h_{21e}/g_{m1} = 2{,}68$ kΩ, $h_{11e.1} = r_{x1} + r_{\pi 1} = 2{,}72$ kΩ, $r_{\pi 2} = 1{,}666$ kΩ, $r_{x2} + r_{\pi 2} = 1{,}72$ kΩ, $r_{\pi 3} = 1{,}25$ kΩ, $r_{x3} + r_{\pi 3} = 1{,}3$ kΩ.

Pentru schema echivalentă din figura 1.71, *b* se pot scrie relațiile:

$$\underline{U}_2' = -g_{m3}\underline{U}_3^*(R_{c3} \| R \| R_s), \quad \underline{U}_2'/\underline{U}_3^* = -g_{m3}(R_{c3} \| R \| R_s); \quad \underline{U}_3^* = -g_{m2}\underline{U}_2^*[R_{c2} \| (r_{x3} + r_{\pi 3})] \cdot (r_{\pi 3}/(r_{x3} + r_{\pi 3})), \quad \underline{U}_3^*/\underline{U}_2^* = -g_{m2}R_{c2}r_{\pi 3}/(R_{c2} + r_{x3} + r_{\pi 3}); \quad \underline{U}_2^* = -g_{m1}\underline{U}_1^*[R_{c1} \| (r_{x2} + r_{\pi 2}] \frac{r_{\pi 2}}{r_{x2} + r_{\pi 2}}, \quad \underline{U}_2^*/\underline{U}_1^* = -g_{m1}R_{c1}r_{\pi 2}/(R_{c1} + r_{x2} + r_{\pi 2}); \quad \underline{U}_1^* = r_{\pi 1}\underline{I}_{b1} = r_{\pi 1}I_g(R_g \| R)/[(R_g \| R) + r_{x1} + r_{\pi 2}]; \quad \underline{U}_1^*/\underline{I}_g = r_{\pi 1}(R_g \| R)/[(R_g \| R) + r_{x1} + r_{\pi 1}]; \quad \underline{U}_1^*/\underline{U}_1' = r_{\pi 1}/(r_{x1} + r_{\pi 1}); \quad R_{c3} \| R \| R_s = 3{,}6 \| 220 \| 0{,}1 \text{ kΩ} = 0{,}09725 \text{ kΩ} = 97{,}25 \text{ Ω}; \quad \underline{U}_3^*/\underline{U}_2^* = -80 \cdot 0{,}09725 = -7{,}78; \quad \underline{U}_3^*/\underline{U}_2^* = -60 \cdot 6{,}2 \cdot 1{,}25/(6{,}2 + 0{,}05 + 1{,}25) = -61{,}99; \quad \underline{U}_2^*/\underline{U}_1^* = -37{,}2 \cdot 10 \cdot 1{,}66/(10 + 0{,}05 + 1{,}66) = -52{,}69; \quad \underline{U}_1^*/\underline{I}_g = 2{,}68(2 \| 220)/[(2 \| 220) + 0{,}05 + 2{,}68)] = 1{,}126; \quad \underline{U}_1^*/\underline{U}_1' = 2{,}66/2{,}73 = 0{,}974.$$

$$\underline{A}_{Zg0} = \frac{\underline{U}_2'}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{U}_2'}{\underline{U}_3^*} \cdot \frac{\underline{U}_3^*}{\underline{U}_2^*} \cdot \frac{\underline{U}_2^*}{\underline{U}_1^*} \cdot \frac{\underline{U}_1^*}{\underline{I}_g} = (-7{,}78)(-61{,}99)(-52{,}69)(1{,}126) = -28\,613{,}3 \text{ kΩ}.$$

$$\underline{A}_{Z0} = \underline{U}_2'/\underline{I}_1 = \frac{\underline{U}_2'}{\underline{I}_g} \cdot \frac{\underline{I}_g}{\underline{I}_1} = (-28613{,}3)\, R_g/[R_g + R \| (r_{x1} + r_{\pi 1})] = -28\,613{,}3 \cdot 2/(2 + 2{,}696) = -12184{,}68 \text{ kΩ}.$$

$$\underline{A}_{Ug0} = \underline{U}_2'/\underline{U}_g = \underline{U}_2'/(\underline{I}_g R_g) = 14\,306{,}65.$$

$$\underline{A}_{U0} = \underline{U}_2'/\underline{U}_1' = \frac{\underline{U}_2'}{\underline{U}_g}[R_g + R \| (r_{x1} + r_{\pi 1})]/[R \| (r_{x1} + r_{\pi 1})] = 14\,306{,}65 \cdot 1{,}74 = 24\,925{,}8.$$

Transmisia pe buclă $\underline{T}=\underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg0}=\left(-\frac{1}{220}\right)(-28\,613{,}3)=130\cdot\underline{\beta}=-\beta=-1/220=$ $-0{,}00454$ mS. Desensibilizarea $1+\underline{\beta}\,\underline{A}_{Z0}=131$.

Amplificările cu reacție în bandă sînt:

$\underline{A}_{Zgr0}=\underline{A}_{Zg0}/(1+\underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg0})=-28\,613/131=-218$ kΩ,

$\underline{A}_{Ugr0}=\underline{U}_2/\underline{U}_g=\underline{U}_2/(\underline{I}_gR_g)=\underline{A}_{Zgr0}/R_g=-109$.

Pentru $\underline{A}_{Zgr0}$ și $\underline{A}_{Ugr0}$ se pot stabili și expresiile aproximative:

$$\underline{A}_{Zgr0}=\frac{1}{\frac{1}{\underline{A}_{Zg0}}+\underline{\beta}}=\frac{1}{\underline{\beta}}=-R=-220\text{ kΩ};\quad \underline{A}_{Ugr0}=\frac{\underline{A}_{Zgr0}}{R_g}=-\frac{R}{R_g}=-110.$$

Forma aproximativă $\underline{A}_{Ugr0}=\underline{U}_2/\underline{U}_g=-R/R_g$ poate fi dedusă direct și din figura 1.71, *a*. Amplificarea în tensiune $\underline{U}_2/\underline{U}_1$ este foarte mare și deoarece $\underline{U}_2$ este relativ mică, mai ales în funcționarea cu semnale mici admisă aici, se poate considera baza tranzistorului T_1 conectată practic la masă în semnal. Dacă se consideră și curentul de bază de semnal foarte mic față de $\underline{I}_r$, deci rezistență de intrare foarte mare pentru amplificatorul de bază. atunci curentul debitat de generatorul $\underline{U}_g$ poate fi considerat practic egal cu $\underline{I}_r$, putîndu-se scrie relația $\underline{I}_r=\underline{U}_g/R_g=$ $=-U_2/R$, $\underline{U}_2/\underline{U}_g=-R/R_g$. Admitanța de intrare fără reacție $\underline{Y}_{in}=\frac{1}{R_g\,||\,R\,||\,(r_{x1}+r_{\pi1})}=$ $=\frac{1}{1{,}1476\text{ kΩ}}=0{,}87$ mS. Admitanța de intrare cu reacție $\underline{Y}_{in,r}=\underline{Y}_{in}(1+\underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg0})=0{,}87\cdot131=$ $=114$ mS. Admitanța de intrare cu reacția, $\underline{Y}^*_{in,r}$ se determină cu relația $\underline{Y}^*_{in,r}=\underline{Y}_{in,r}-G_g$. $\underline{Y}_{in,r}=114-1/2=113{,}5$ mS.

$\underline{Z}_{in,r}=R_{in,r}=1/\underline{Y}_{in,r}=8{,}77\ \Omega$; $\underline{Z}^*_{in,r}=R^*_{in,r}=8{,}81\ \Omega$.

Admitanța de ieșire este $\underline{Y}_{ieș,r}=\frac{1}{R_{c3}\,||\,R\,||\,R_s}(1+\underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg})=1\,347$ mS.

Admitanța de ieșire, fără considerarea rezistenței $R_s=1/G_s$ se calculează cu formula

$$\underline{Y}^*_{ieș,r}=\underline{Y}_{ieș,r}-G_s=1\,347\text{mS}-\frac{1}{0{,}1\text{kΩ}}=1.137\text{mS}.$$

Rezistențele de ieșire sînt: $R_{ieș,r}=1/1\,347$ mS $=0{,}742$ ohmi, $R^*_{ieș,r}=0{,}748$ ohmi.

Cunoscîndu-se $\underline{Y}^*_{in,r}=113{,}5$ mS se poate circula și amplificarea $\underline{A}_{Uro}=\underline{U}_2/\underline{U}_1=$ $=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g}\cdot\frac{R_g+R_{in,r}}{R_{in,r}}=109\cdot\frac{2\,000+8{,}81}{2\,000}=24\,853{,}6$, valoare apropiată de cea a amplificării în tensiune fără reacție $A_{Uo}=U'_2/U'_1=24\,925{,}8$. Se verifică afirmația că la reacția paralel – paralel, amplificarea în tensiune U_2/U_1 rămîne practic constantă cu sau fără reacție, micșorarea amplificării $\underline{U}_2/\underline{U}_g$ fiind determinată de căderea de tensiune pe R_g în urma creșterii curentului debitat de generatorul $\underline{U}_g$ datorită curentului suplimentar $\underline{I}_r$.

În acest exemplu s-a calculat R din considerente de polarizare. La o proiectare normală, în setul de date inițial se impune, printre alți parametri, amplificările $\underline{U}_2/\underline{U}_g$ sau $\underline{U}_2/\underline{I}_g$ și desensibilizarea $1+\underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg}$, ceea ce determină o anumită valoare pentru R, de exemplu direct din relația $\underline{U}_2/\underline{U}_g=R/R_g$ sau se calculează $\underline{A}_{Zgr0}=\underline{U}_2/\underline{I}_g=\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g}R_g$ și apoi din $\underline{A}_{Zgr0}=\underline{A}_{Zg0}/(1+\underline{\beta}\,\underline{A}_{Zg0})$ rezultă $\underline{A}_{Zg0}$ și $\underline{\beta}=-1/R$. În această situație, compatibilitatea de punct static între etaje, la cuplajul direct, se asigură prin modificarea rezistențelor de colector. Chiar atunci cînd aceste rezistențe sînt sensibil mai mari ca rezis-

tențele de intrare ale tranzistoarelor, respectiv față de rezistența de sarcină R_s, amplificările fără reacție $\underline{A}_{Zg}$, $\underline{A}_Z$, $\underline{A}_{Ug}$ și $\underline{A}_U$ depind de aceste rezistențe indirect, prin curenții de punct static care fixează pantele g_m. În calcul, sînt de regulă necesare mai multe încercări pînă se ajunge la respectarea setului de date inițial.

Dacă etajele sînt destinate să amplifice semnale mari, atunci apar restricții suplimentare pentru fixarea punctelor statice de funcționare în vederea asigurării gamelor dinamice normale. La cuplaj direct sînt necesare grupuri R_e C_e în emitoare, inclusiv și rezistoare nedecuplate pentru a nu se depăși tensiunile de semnal vîrf la vîrf admise de joncțiunile bază-emitor.

1.18. AMPLIFICATOR CU REACȚIE CU EȘANTIONARE PE BUCLĂ ȘI COMPARAREA PE BUCLĂ (SERIE-SERIE)

La topologia cu reacție serie — serie, figura 1.72, *a*, amplificatorul se studiază cu cuadripoli descriși de parametrii $\underline{Z}$ [7]. Din ecuațiile de circuit pentru această schemă, în condițiile $|\underline{Z}_{21}| \gg |\underline{z}_{21}|$, $|\underline{Z}_{12}| \ll |\underline{z}_{12}|$ și $|\underline{Z}_{21}\underline{Z}_{12}| \ll |\underline{Z}_{in}\underline{Z}_{ieș}|$, ultima fiind condiția aproximativă de unilateralitate și cu notațiile:

$$\underline{Z}_{in} = \underline{Z}_{11} + \underline{z}_{11} + R_g, \quad \underline{Z}_{ieș} = \underline{Z}_{22} + \underline{z}_{22} + R_s,$$

rezultă expresiile:

$$\underline{A}_{Ygr} = \underline{I}_2/\underline{U}_g = \frac{-\dfrac{\underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_{in}\underline{Z}_{ieș}}}{1 + \left(\dfrac{-\underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_{in}\underline{Z}_{ieș}}\right)\underline{z}_{12}} \tag{1.266}$$

$$\underline{A}_{Yg} \simeq \frac{-\underline{Z}_{21}}{\underline{Z}_{in}\underline{Z}_{ieș}}, \quad \underline{\beta} \simeq \underline{z}_{12}. \tag{1.267}$$

Efectul de încărcare al amplificatorului de bază la intrare datorită buclei de reacție se obține prin întreruperea buclei de reacție la ieșire și se observă că intervine la intrare $\underline{z}_{11}$ în serie cu R_g și $\underline{Z}_{11}$. Întrerupînd la intrare bucla de reacție, la ieșire amplificatorul este încărcat cu $\underline{z}_{22}$ tot în circuit serie cu R_s și $\underline{Z}_{22}$. Circuitul pentru calculul lui $\underline{A}_{Yg}$ este prezentat în figura 1.72, *b*

$$\underline{A}_{Yg} = \underline{I}'_2/\underline{U}_g.$$

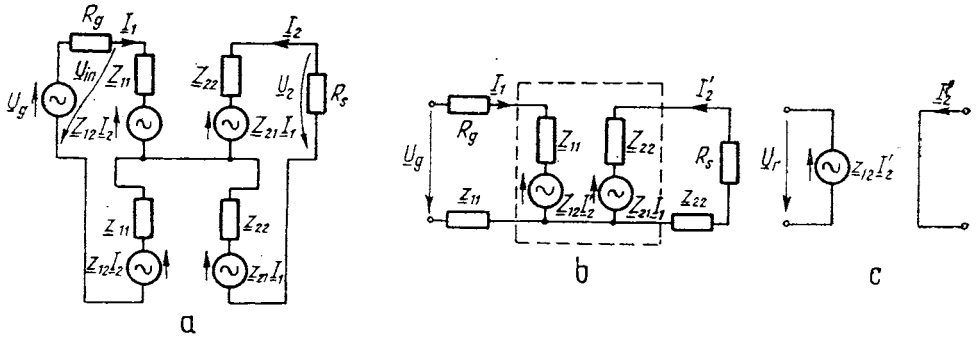


Fig. 1.72. Reprezentarea cu parametri de cuadripol a amplificatoarelor cu reacție cu eșantionarea pe buclă și compararea pe buclă.

Cuadripolul de reacție se reduce la o sursă ideală de tensiune $\underline{z}_{12}\underline{I}'_2$, ca în figura 1.72, *c*.

Expresia impedanței de intrare cu reacție care include și rezistența generatorului R_g se poate determina direct din schema din figura 1.72, *a* în care se presupune $\underline{Z}_{12}=0$, $\underline{z}_{21}=0$. În aceste condiții se scriu relațiile:

$$\begin{aligned}\underline{U}_g &= \underline{I}_1(R_g+\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})+\underline{z}_{12}\underline{I}_2\\ 0 &= \underline{I}_1\underline{Z}_{21}+\underline{I}_2(R_s+\underline{Z}_{22}+z_{11})\end{aligned} \tag{1.268}$$

Din sistemul (1.268) rezultă:

$$\underline{Z}_{in,r}=\frac{\underline{U}_g}{\underline{I}_1}=(R_g+\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\left(1-\frac{-\underline{Z}_{21}}{(R_g+\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\ (R_s+\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})}\underline{z}_{12}\right) \tag{1.269}$$

Introducînd notațiile $\underline{A}_{Yg}$ și $\underline{\beta}$, impedanța de intrare cu reacție se mai scrie și sub forma:

$$\underline{Z}_{in,r}=(R_g+\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\ (1+\underline{\beta}\ \underline{A}_{Yg})=\underline{Z}_{in}\ (1+\underline{\beta}\ \underline{A}_{Yg}). \tag{1.270}$$

Impedanța de intrare a amplificatorului cu reacție în care nu se consideră și R_g se deduce ca raportul: $\frac{\underline{U}_{in}}{\underline{I}_1}$ (fig. 1.72, *a*):

$$\underline{Z}'_{in,r}=\frac{\underline{U}_{in}}{\underline{I}_1}=(\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\left(1-\frac{\underline{Z}_{21}}{(\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\ (R_s+\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})}\underline{z}'_{12}\right) \tag{1.271}$$

sau cu notațiile

$$\underline{A}_Y=\frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_{in}}=-\frac{\underline{Z}_{21}}{(\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\ (R_s+\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})}\quad\text{și}\quad\underline{\beta}=\underline{z}_{12}:$$

$$\underline{Z}'_{in,r}=(\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\ (1+\underline{\beta}\ \underline{A}'_Y). \tag{1.272}$$

Expresia (2.171) se mai poate transforma ca mai jos:

$$\begin{aligned}\underline{Z}'_{in,r} &= \underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11}-\frac{\underline{Z}_{21}}{(R_s+\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})}\underline{z}_{12}+R_g-R_g=\\ &=(\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11}+R_g)\left(1-\frac{\underline{Z}_{21}}{(\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11}+R_g)\ (\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22}+R_s)}\underline{z}_{12}\right)-R_g=\\ &\underline{Z}_{in,r}-R_g.\end{aligned} \tag{1.273}$$

Impedanța de ieșire cu reacție, care include și rezistența R_s se determină tot din figura 1.72, *a* în care se introduce un generator de test $\underline{U}_t$ în serie cu circuitul de ieșire și se scurtcircuitează $\underline{U}_g$, $\underline{U}_g=0$. Se obține:

$$\begin{aligned}\underline{Z}_{ieș,r} &= \frac{\underline{U}_t}{\underline{I}_2}=(R_s+\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})\left(1-\frac{\underline{Z}_{21}}{(R_g+\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})\ (R_s+\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})}\underline{z}_{12}\right)=\\ &=(R_s+\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})\ (1+\underline{\beta}\ \underline{A}_{Yg}).\end{aligned} \tag{1.274}$$

Pentru impedanța de ieșire care nu include și R_s se stabilesc expresiile:

$$\underline{Z}'_{ieș,r}=\frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_2}=(\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})\left(1-\frac{\underline{Z}_{21}}{(\underline{Z}_{22}+\underline{z}_{22})\ (R_g+\underline{Z}_{11}+\underline{z}_{11})}\underline{z}_{12}\right) \tag{1.275}$$

$$\underline{Z}'_{ieș,r}=\underline{Z}_{ieș,r}-R_s. \tag{1.276}$$

Datorită faptului că impedanțele de intrare și ieșire cu reacție $\underline{Z}^*_{in,r}$ și $\underline{Z}^*_{ieș,r}$ cresc, amplificatorul cu reacție serie — serie în bandă se apropie ca proprietăți de amplificatorul ideal transconductanță (fig. 1.27).

Cu impedanța de ieșire $\underline{Z}^*_{ieș,r}$ de valoare mare este posibil ca R_s să varieze într-un domeniu mai mare de valori, cu condiția să rămînă mai mică ca o anumită valoare, fără să determine schimbări importante pentru curentul de ieșire I_2 cînd tensiunea generatorului de intrare rămîne constantă.

În figura 1.73, *a* se dă o schemă de amplificator cu reacție serie — serie în care se realizează aproximativ condițiile în care s-au determinat relațiile (1.266) și (1.267). Tensiunea la bornele rezistorului R_e este tensiunea de reacție, dar nu este determinată numai de curentul de emitor al tranzistorului T_3 considerat curent de ieșire. Se pot admite curenții de emitor ale tranzistoarelor T_1, T_2 (componentele de semnal) mult mai mici ca $\underline{I}^*_2$, tranzistoarele amplificînd în curent. Faptul că $\underline{I}^*_2 \neq \underline{I}_2$ nu creează dificultăți în calcule, $\underline{I}^*_2$ putîndu-se exprima funcție de $\underline{I}_2$ din divizorul R_{c3}, R_s.

Schema de calcul pentru $\underline{A}_{yg}$ în bandă este dată în figura 1.73, *b*, unde s-a admis că R_{c1} și R_{c2} sînt foarte mari, condiție care nu se respectă în practică

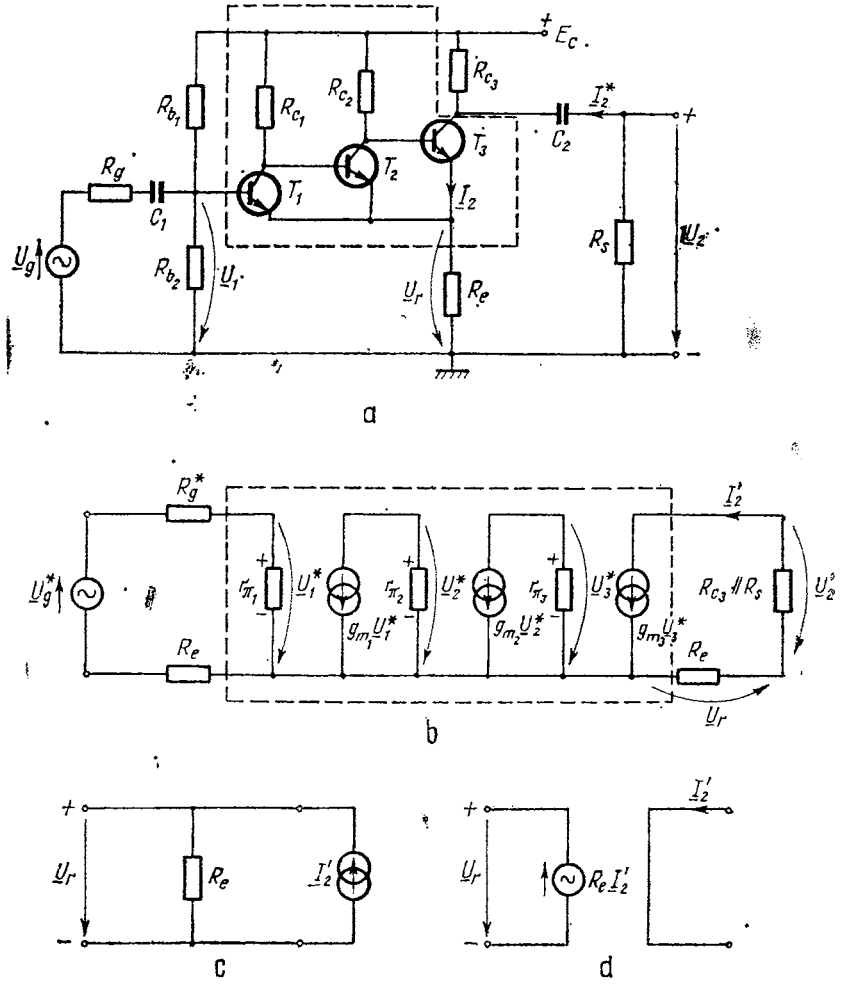


Fig. 1.73. Amplificator cu reacție cu eșantionare pe buclă și comparare pe buclă.

de multe ori. Cu R_{c1} și R_{c2} neglijate, amplificatorul de bază respectă topologia de la reacția serie — serie, neavînd nici o bornă la masă și numindu-se în conexiune flotantă. Rezistența de reacție R_e este introdusă în serie la intrare și ieșire, $\underline{z}_{11} = R_e$, $\underline{z}_{22} = R_e$. Schema cuadripolului de reacție se reduce la figurile 1.73, *c* și *d*, de unde

$$\underline{\beta} = \underline{z}_{12} = \underline{U}_r / \underline{I}'_2 = R_e. \tag{1.277}$$

1.19. AMPLIFICATOR CU REACȚIE CU EȘANTIONARE PE BUCLĂ ȘI COMPARARE ÎN NOD (SERIE-PARALEL)

La acest tip de reacție, amplificatorul de bază și circuitul de reacție se reprezintă cu cuadripoli cu parametri *g* ca în figura 1.74, *a*, sau cu parametri *g* și *h* ca în figura 1.74, *b* dacă parametrii pentru cuadripolul de reacție se notează după sensul principal de trecere al semnalului prin acesta.

Pentru acest circuit este valabil sistemul de ecuații:

$$\begin{aligned} \underline{I}_g &= \underline{U}_1(G_g + \underline{G}_{11} + \underline{g}_{11}) + \underline{I}_2(\underline{G}_{12} + \underline{g}_{12}) \\ 0 &= \underline{U}_1(\underline{G}_{21} + \underline{g}_{21}) + \underline{I}_2(R_s + \underline{G}_{22} + \underline{g}_{22}) \end{aligned} \tag{1.278}$$

Cu notațiile $\underline{G}_{in} = G_g + \underline{G}_{11} + \underline{g}_{11}$ și $\underline{G}_{ieș} = R_s + \underline{G}_{22} + \underline{g}_{22}$), pentru amplificarea cu reacție rezultă expresiile:

$$\underline{A}_{I\,gr} = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_g} = \frac{-\dfrac{\underline{G}_{21} + \underline{g}_{21}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieș}}}{1 - \dfrac{\underline{G}_{21} + \underline{g}_{21}}{\underline{G}_{in} \cdot \underline{G}_{ieș}}(\underline{G}_{12} + \underline{g}_{12})} = \frac{\underline{A}_{Ig}}{1 + \underline{\beta}\underline{A}_{Ig}} \tag{1.279}$$

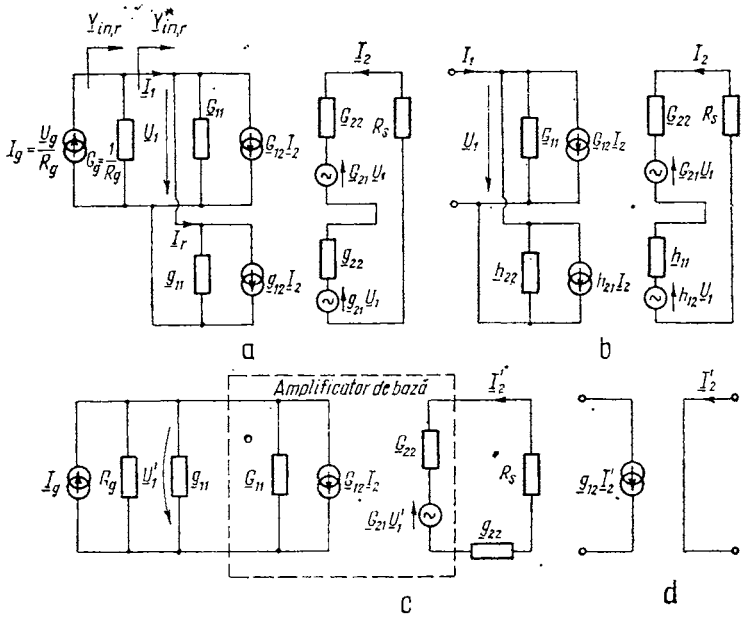


Fig. 1.74. Reprezentarea cu scheme de cuadripol a amplificatoarelor cu reacție cu eșantionare pe buclă și comparare în nod.

unde:

$$\underline{A}_{Ig} = -\frac{\underline{G}_{21} + \underline{g}_{21}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş}}, \quad \underline{\beta} = \underline{G}_{12} + \underline{g}_{12} \tag{1.280}$$

În general în amplificatoare cu reacție de acest tip sînt satisfăcute condițiile $|\underline{G}_{21}| \gg |\underline{g}_{21}|$ și $|\underline{G}_{12}| \ll |\underline{g}_{12}|$, pentru care se pot scrie expresiile aproximative:

$$\underline{A}_{Ig} \simeq -\frac{\underline{G}_{21}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş}}, \quad \underline{\beta} \simeq \underline{g}_{12} \tag{1.281}$$

În figura 1.74, *a*, dacă se consideră circuitul care rămîne cînd $\underline{g}_{12} = 0$, $\underline{g}_{21} = 0$, se obține pentru răspunsul $\frac{\underline{I}'_2}{\underline{I}_g}$ ($\underline{I}'_2 = \underline{I}_2$) expresia:

$$\frac{\underline{I}'_2}{\underline{I}_g} = \frac{-\underline{G}_{21}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş} - \underline{G}_{21}\underline{G}_{12}} = \frac{\underline{G}_{21}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\underline{G}_{21}\underline{G}_{12}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş}}} \tag{1.282}$$

Răspunsul $\frac{\underline{I}'_2}{\underline{I}_g}$ dă expresia aproximativă a lui $\underline{A}_{Ig}$ din (1.281), dacă $|\underline{G}_{21}\,\underline{G}_{12}| \ll |\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş}|$, condiție ca amplificatorul de bază să fie suficient de unilateral.

Se poate observa acum regula de formare a circuitului de calcul pentru $\underline{A}_{Ig}$, în care se păstrează amplificatorul de bază nemodificat și se încarcă acesta la intrare cu $\underline{g}_{11}$ (paralel) și la ieșire cu $\underline{g}_{22}$ (în serie). Circuitul de calcul pentru $\underline{A}_{Ig}$ este reprezentat în figura 1.74, *c*.

Cuadripolul de reacție se consideră ideal ca în figura 1.74, *d*.

Expresiile aproximative pentru admitanțele de intrare $\underline{Y}_{in,\,r}$ și $\underline{Y}^*_{in,\,r}$ se determină din figura 1.74, *a* ca rapoartele $\frac{\underline{I}_g}{\underline{U}_1}$ și $\frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_g}$. În ambele cazuri se consideră $\underline{G}_{12} = 0$ și $\underline{g}_{21} = 0$.

$$\underline{Y}_{in,\,r} = \frac{\underline{I}_g}{\underline{U}_1} = \underline{G}_{in}\left(1 - \frac{\underline{G}_{21}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş}}\underline{g}_{12}\right) = \underline{G}_{in}(1 + \underline{\beta}\underline{A}_{Ig}) \tag{1.283}$$

$$\underline{Y}^*_{in,\,r} = \frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_1} = (\underline{G}_{11} + \underline{g}_{11})\left(1 - \frac{\underline{G}_{21}}{(\underline{G}_{11} + \underline{g}_{11})\,(R_s + \underline{G}_{22} + \underline{g}_{22})}\underline{g}_{12}\right) =$$
$$= \underline{Y}_{in,\,r} - G_g. \tag{1.284}$$

Impedanța de ieșire cu reacție care include și pe R_s se obține tot din figura 1.74, *a* cu un generator de tensiune $\underline{U}_t$ înseriat în circuitul de ieșire, cu $I_g = 0$, ($\underline{G}_{12} = 0$, $\underline{g}_{21} = 0$) și anume:

$$\underline{Z}_{ieş,\,r} = \frac{\underline{U}_t}{\underline{I}_2} = \underline{G}_{ieş}\left(1 - \frac{\underline{G}_{21}}{\underline{G}_{in}\underline{G}_{ieş}}\underline{g}_{12}\right) = \underline{G}_{ieş}(1 + \underline{\beta}\underline{A}_{Ig}). \tag{1.285}$$

Impedanța de ieșire a amplificatorului cu reacție individual, $\underline{Z}^*_{ieş,\,r}$ în care nu se consideră și R_s, se poate scrie direct din relația (1.285) unde se face $R_s = 0$, în toți factorii în care intervine:

$$\underline{Z}^*_{ieş,\,r} = (\underline{G}_{22} + \underline{g}_{22})\left(1 - \frac{\underline{G}_{21}}{(\underline{G}_{22} + \underline{g}_{22})\,(G_g + \underline{G}_{11} + \underline{g}_{11})}\underline{g}_{12}\right) =$$
$$= \underline{Z}_{ieş,\,r} - R_s \tag{1.286}$$

Deoarece admitanța de intrare $\underline{Y}^*_{in,r}$ și impedanța de ieșire $\underline{Z}^*_{ieș,r}$ a amplificatorului cu reacție individual cresc, se poate observa că datorită reacției cu eșantionare pe bucla și comparare în nod, amplificatorul cu reacție se apropie de proprietățile amplificatorului ideal de curent. Pentru a se elimina orice confuzie, în legătură cu afirmația de mai sus, se precizează că circuitul de ieșire a amplificatorului cu reacție individual față de rezistența de sarcină utilă R_s, poate fi înlocuit cu un generator de curent echivalent șuntat de $\underline{Z}^*_{ieș,r}$.

O schemă practică de amplificator cu eșantionare pe buclă și comparare în nod este dată în figura 1.75, *a*, unde se indică punctat și încărcarea amplificatorului la intrare și ieșire pentru calculul lui $\underline{A}_{Ig}$. Schema echivalentă pentru calculul lui $\underline{A}_{Ig} = \dfrac{\underline{I}'_2}{\underline{I}_g}$, în bandă, este dată în figura 1.75, *b*. Cuadripolul de reacție este reprezentat în figura 1.75, *c* și *d*. Pentru β se stabilește expresia:

$$\underline{\beta} = -\, R_e/(R + R_e). \tag{1.287}$$

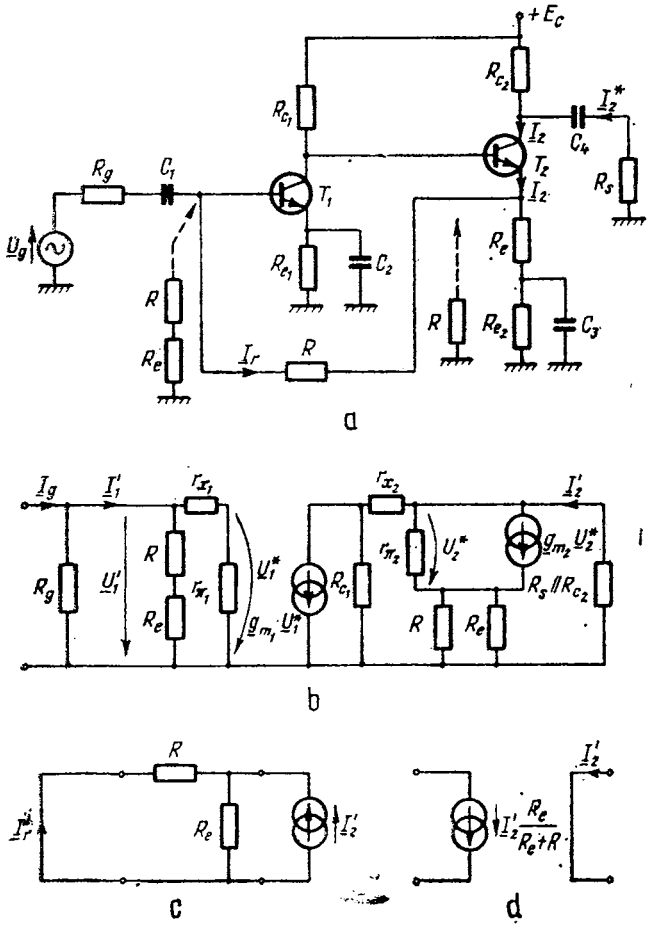


Fig. 1.75. Amplificator cu reacție cu eșantionare pe buclă și comparare în nod.

1.20. AMPLIFICATOR CU REACȚIE CU EȘANTIONARE ÎN NOD ȘI COMPARARE PE BUCLĂ (PARALEL-SERIE)

În reprezentare de cuadripol, analiza la acest tip este mai simplă dacă pentru amplificatorul de bază și rețeaua de reacție se folosesc parametrii h ca în figura 1.76, *a*.

Pentru circuitele de intrare și ieșire din figura 1.76, *a* se scriu ecuațiile:

$$\underline{U}_g = \underline{I}_1(R_g + \underline{H}_{11} + \underline{h}_{11}) + \underline{U}_2(\underline{H}_{12} + \underline{h}_{12}) \tag{1.288}$$

$$0 = \underline{I}_1(\underline{H}_{21} + \underline{h}_{21}) + \underline{U}_2(G_s + \underline{H}_{22} + \underline{h}_{22}).$$

Cu notațiile $\underline{H}_{in} = (R_g + \underline{H}_{11} + \underline{h}_{11})$ și $\underline{H}_{ieș} = G_s + \underline{H}_{22} + \underline{h}_{12}$, amplificarea cu reacție $\underline{A}_{Ugr}$ are expresia:

$$\underline{A}_{Ugr} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{-\dfrac{\underline{H}_{21} + \underline{h}_{21}}{\underline{H}_{in}\underline{H}_{ieș}}}{1 - \dfrac{\underline{H}_{21} + \underline{h}_{21}}{\underline{H}_{in}\underline{H}_{ieș}}(\underline{H}_{12} + \underline{h}_{12})} = \frac{\underline{A}_{Ug}}{1 + \underline{\beta}\underline{A}_{Ug}} \tag{1.289}$$

unde:

$$\underline{A}_{Ug} = -\frac{\underline{H}_{21} + \underline{h}_{21}}{\underline{H}_{in}\underline{H}_{ieș}}, \qquad \underline{\beta} = \underline{H}_{12} + \underline{h}_{12}. \tag{1.290}$$

Dacă sînt satisfăcute inegalitățile:

$$|\underline{H}_{21}| \gg |\underline{h}_{21}| \quad \text{și} \quad |\underline{H}_{12}| \ll |\underline{h}_{12}|,$$

atunci, sînt valabile și expresiile aproximative:

$$\underline{A}_{Ug} \simeq -\frac{\underline{H}_{21}}{\underline{H}_{in}\underline{H}_{ieș}}, \qquad \underline{\beta} \simeq \underline{h}_{12} \tag{1.291}$$

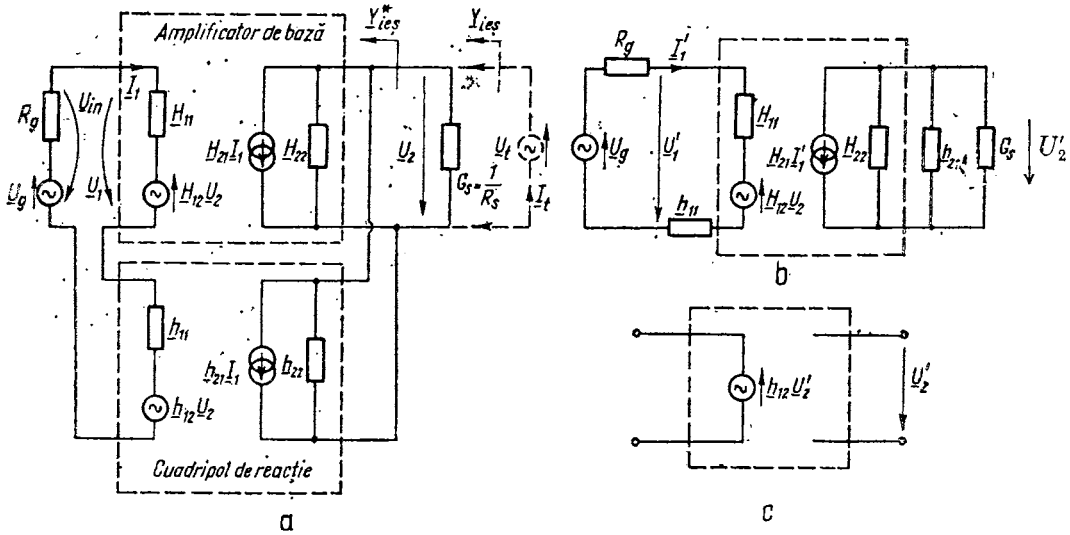


Fig. 1.76. Amplificator cu reacție cu eșantionare în nod și comparare pe buclă reprezentat cu cuadripoli cu parametri h.

Din schema din figura 1.76,*b* se deduce pentru răspunsul $\frac{\underline{U}_2'}{\underline{U}_g}$ expresia:

$$\frac{\underline{U}_2'}{\underline{U}_g} = -\frac{\underline{H}_{21}}{\underline{H}_{in}\underline{H}_{ieș}}\left(\frac{1}{1-\frac{\underline{H}_{12}\underline{H}_{21}}{\underline{H}_{in}\underline{H}_{ieș}}}\right). \tag{1.292}$$

Răspunsul $\frac{\underline{U}_2'}{\underline{U}_g}$ dă expresia aproximativă a lui $\underline{A}_{Ug}$ din (1.291) dacă $|\underline{H}_{12}\underline{H}_{21}| \ll |\underline{H}_{in}\underline{H}_{ieș}|$, condiția ca amplificatorul de bază să fie suficient de unilateral. În consecință, circuitul din figura 1.76, *b*, în care amplificatorul de bază se păstrează neschimbat și se completează cu R_g, $\underline{h}_{11}$ și $\underline{h}_{22}$, este circuitul de calcul pentru $\underline{A}_{Ug}$.

Cuadripolul de reacție devine ideal ca în figura 1.76, *c*.

Impedanța de intrare cu reacție $\underline{Z}_{in,r}$, în care se consideră și R_g, se poate determina din sistemul (1.288), cu $\underline{H}_{12}=0$ și $\underline{h}_{21}=0$, ca raportul $\underline{U}_g/\underline{I}_1$:

$$\underline{Z}_{in,r} = \frac{\underline{U}_g}{\underline{I}_1} = (R_g + \underline{H}_{11} + \underline{h}_{11})(1 + \underline{\beta}\underline{A}_{Ug}). \tag{1.293}$$

Admitanța de ieșire cu reacție $\underline{Y}_{ieș,r}$ în care se consideră și G_s se determină ca raportul $\frac{\underline{I}_t}{\underline{U}_t}$ din schema din figura 1.76, *a* cu $H_{12}=0$, $h_{21}=0$ și $U_g=0$. Se obține:

$$\underline{Y}_{ieș,r} = (G_s + \underline{H}_{22} + h_{22})(1 + \beta\underline{A}_{Ug}). \tag{1.294}$$

Pentru impedanța de intrare determinată numai de amplificatorul cu reacție individual, adică $\underline{Z}^*_{in,r} = \frac{\underline{U}_{in}}{\underline{I}_1}$ (fig. 1.76, *a*) se deduce expresia:

$$\underline{Z}^*_{in,r} = \underline{Z}_{in,r} - R_g. \tag{1.295}$$

Admitanța de ieșire a amplificatorului cu reacție individual $\underline{Y}_{ieș,r}$ are expresia:

$$\underline{Y}^*_{ieș,r} = \underline{Y}_{ieș} - G_s. \tag{1.296}$$

Cu proprietățile de mai sus amplificatorul cu reacție cu eșantionare în nod și comparare pe buclă se apropie de amplificatorul ideal de tensiune.

În figura 1.77, *a* se reprezintă un amplificator cu reacție paralel — serie pentru care se dă în mod simplificat metoda de transformare a schemei pentru calculul lui $\underline{A}_{Ug}$ și a factorului $\underline{\beta}$.

Rețeaua de reacție din figura 1.77, *b*, înlocuită cu generatorul de tensiune

$$h_{12}\underline{U}_2 = R_{e1}\underline{U}_2/(R_{e1}+R), \qquad h_{12} = R_{e1}/(R_{e1}+R) \tag{1.297}$$

cu rezistența internă $R_{e1} \| R$ se înseriază în emitorul tranzistorului T_1, figura 1.77, *c*. Rețeaua de reacție se aproximează cu cuadripolul unilateral din figura 1.77, *d*. Sursa de tensiune $h_{12}\underline{U}_2$ poate fi considerată ca în figura 1.77, *e*, aceasta fiind o transformare exactă a schemei, ceea ce este posibil numai dacă sursa $g_m\underline{U}_1^*$ nu este șuntată de $h_{22e,1}$. Altfel, generatorul $g_m\underline{U}_1^*$ trebuie transformat într-un generator de tensiune în serie cu $1/h_{22e,1}$.

Cu această ultimă transformare, tensiunea de reacție $h_{12}\underline{U}_2$ se aduce direct în serie cu sursa de semnal echivalentă $\underline{U}_{g,e}$ ca în figura 1.77, *f*, așa cum se cere la reacția cu comparare pe buclă. Amplificarea $\underline{A}_{Ug}$ în bandă se calculează cu schema echivalentă din figura 1.77, *g*. Cuadripolul de reacție idealizat este reprezentat în figura 1.77, *h*.

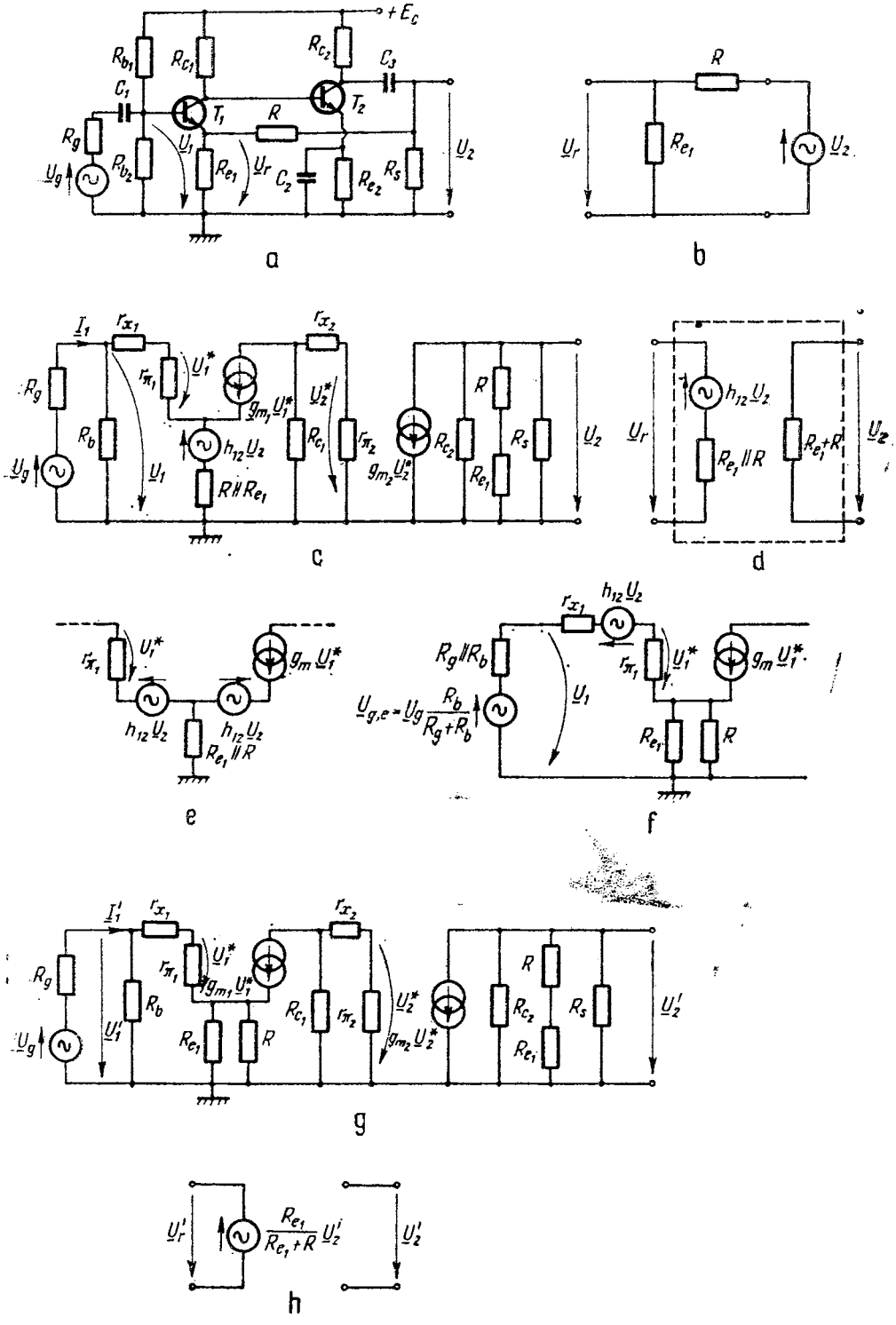


Fig. 1.77. Amplificator cu reacție cu eșantionare în nod și comparare pe buclă.

1.21. ETAJE DE AMPLIFICARE PENTRU SEMNALE MARI

1.21.1. ETAJ DE AMPLIFICARE CU TRANZISTOR UNIPOLAR

Etajele de amplificare pentru semnale mari se împart de obicei în etaje de amplificare asimetrice și simetrice, în ultimile incluzîndu-se etajele de ieșire de audiofrecvență în contratimp, repetoarele pe emitor în contratimp, etajele diferențiale, cascodele diferențiale etc.

Etajele de amplificare pentru semnale mari pot să funcționeze în clasa A, AB, B și C. Clasa de funcționare este determinată de poziția punctului static de funcționare și nivelul semnalului.

Pentru a defini clasele de funcționare se consideră în figura 1.78, *a* un etaj de amplificare realizat cu un dispozitiv activ ideal *DA* cu caracteristicile de ieșire ca în figura 1.78, *b*. Acest dispozitiv are curentul de intrare $i_{IN} = 0$ și nu permite tensiuni de ieșire $u_{IEȘ} < 0$ și tensiuni de intrare $u_{IN} > 0$.

Pentru simplificarea discuției se presupune inițial că rezistența de sarcină R_s este deconectată și elementul activ este încărcat în circuitul de ieșire numai cu R_d. În această condiție în circuitul de ieșire se poate scrie:

$$E_D = i_{IEȘ} R_d + u_{IEȘ}. \tag{1.298}$$

Aceasta este ecuația dreptei de sarcină atît în c.c. cît și în c.a., dreapta *1* de pantă $-\frac{1}{R_d}$ în figura 1.78, *b*. Dreapta de sarcină este locul geometric al punctului de funcționare.

La intrare tensiunea totală u_{IN} este dată de sursa de polarizare E_G și sursa sinusoidală de semnal u_g

$$u_{IN} = -E_G + u_g = -E_G + U_{gm} \sin \omega t. \tag{1.299}$$

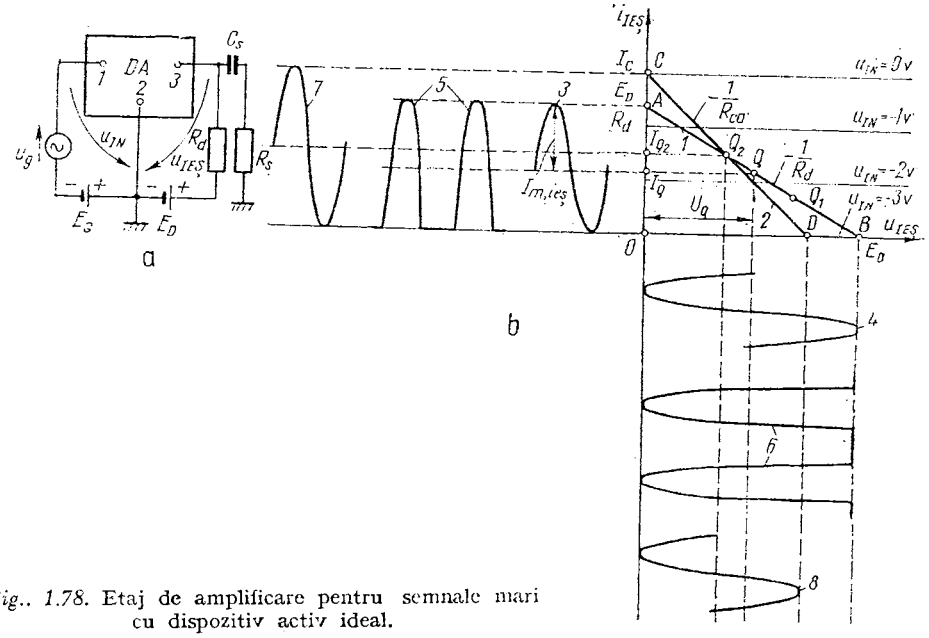


Fig. 1.78. Etaj de amplificare pentru semnale mari cu dispozitiv activ ideal.

Deoarece caracteristicile de ieșire sînt liniare și egal distanțate pentru variațiile egale Δu_{IN} ale tensiunii parametru u_{IN}, componentele de semnal din circuitul de ieșire vor fi tot sinusoidale. Considerăm că prin E_G se prescrie punctul static de funcționare Q. Componentele totale de ieșire sînt date de:

$$i_{IEȘ} = I_Q + i_{ieș} = I_Q + I_{m,\,ieș} \sin \omega t = I_{med} + I_{m,\,ieș} \sin \omega t \qquad (1.300)$$

$$u_{IEȘ} = U_Q + u_{ieș} = U_Q - U_{m,\,ieș} \sin \omega t = U_{med} - U_{m,\,ieș} \sin \omega t. \qquad (1.301)$$

În relațiile de mai sus se evidențiază egalitatea curentului și tensiunii de punct static I_Q, U_Q cu componentele medii I_{med}, U_{med}, etajul fiind liniar.

Punctul static Q a fost ales în așa fel încît să se obțină amplitudinile cele mai mari posibile $I_{m,\,ieș}$ și $U_{m,\,ieș}$ pentru valoarea particulară a lui R_d considerată și anume $I_{m,\,ieș} = I_Q = \frac{1}{2}\frac{E_D}{R_d}$ și $U_{m,\,ieș} = U_Q = \frac{E_D}{2}$. Aceste amplitudini limită la ieșire fixează și valoarea maximă posibilă a amplitudinii tensiunii de semnal U_{gm}. Formele de undă *3* și *4* dau componentele de semnal de la ieșire pentru cazul considerat. Dacă se crește mai mult amplitudinea U_{gm} apar limitări în formele de undă ale semnalelor de la ieșire.

Etajul care respectă modul de lucru descris mai sus funcționează în clasă A și liniar, admițînd și cea mai mare excitație posibilă la intrare, condiție în care se obține și puterea utilă cea mai mare.

În etajele de amplificare realizate cu dispozitivele active reale, la funcționarea în clasă A se introduc însă distorsiuni neliniare și limitări în privința valorilor limită maxime și minime ale curenților și tensiunilor.

Pentru funcționarea în clasă A, punctul static poate fi ales și diferit față de Q, de exemplu în Q_2, dar în acest caz se reduc amplitudinile maxime posibile pentru regimul sinusoidal.

La etajele clasă B punctul static de funcționare se alege în B și în consecință dispozitivul activ conduce numai în timpul alternanțelor pozitive ale tensiunii u_g. Formele de undă *5* și *6* cu o alternanță suprimată dau variațiile curentului și tensiunii de ieșire în acest caz.

Etajele asimetrice cu sarcini neselective clasă B produc distorsiuni neliniare foarte mari. Funcționarea în clasă B se folosește în etajele în contratimp, descrise în anexa 1.4, care asigură o ieșire practic sinusoidală prin funcționarea pe rînd în fiecare alternanță a celor două tranzistoare din etaj.

Funcționarea în clasă AB este un regim intermediar între clasele A și B, de exemplu cel obținut dacă punctul de funcționare static se alege în Q_1 și amplitudinea semnalului de intrare este suficient de mare ca să se limiteze alternanța negativă a curentului de ieșire. În clasă AB dispozitivul activ conduce în intervale de timp mai mari ca o semiperioadă a semnalului de intrare.

Etajul cu funcționare clasă AB poate trece în clasa A dacă amplitudinea semnalului de intrare se micșorează pînă cînd nu se mai obține limitarea semnalului de ieșire.

În etajele clasă C tensiunea de negativare E_G se alege mai mare ca în clasa B și dispozitivele active conduc în intervale de timp mai mici ca o semiperioadă a semnalului de intrare.

Mai jos se analizează comportarea etajului din figura 1.78, *a* în situația în care este conectată și rezistența de sarcină R_s. Analiza grafică se face în bandă, deci C_s este un scurtcircuit și ca urmare rezistența în c.a. a etajului este $R_{ca} = R_d \| R_s$. Se presupune că punctul static de funcționare este Q_2.

Punctul în care se intersectează dreapta de sarcină în c.a. *2*, cu dreapta de sarcină în c.c. *1* are ordonata egală cu valoarea medie a curentului de ieșire, deoarece curentul prin R_s nu are componentă de c.c.; în acest caz, etajul funcționînd fără distorsiuni neliniare, valoarea medie a curentului de ieșire coincide cu valoarea curentului de punct static de funcționare I_{Q2}.

Dreapta de sarcină în c.a. *2* intersectează dreapta de sarcină în c.c. în punctul Q_2. Punctul Q_2 a fost ales încît etajul să admită cea mai mare excitație posibilă, adică amplitudinea curentului de ieșire este egală cu $I_{Q2} = \frac{I_c}{2}$ și tensiunea de semnal are amplitudinea cea mai mare posibilă fără să se producă limitări în formele de undă a curentului și tensiunii de ieșire *7* și *8* în figura 1.78, *b*.

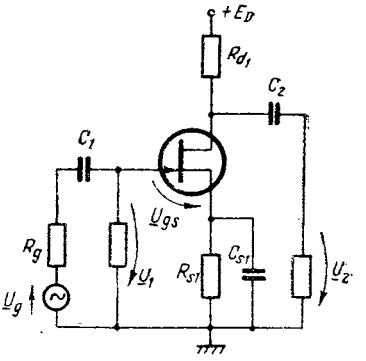


Fig. 1.79. Etaj de amplificare pentru semnale mari cu tranzistor unipolar.

În figura 1.79 este dată schema unui etaj de amplificare pentru semnale mari cu tranzistor unipolar cu toate elementele de circuit care se găsesc de obicei într-un astfel de etaj. Diagramele pentru calculul grafic al etajului sînt date în figura 1.80.

Ecuația dreptei de sarcină în c.c. (*1* în fig. 1.80, *b*) este:

$$E_D = i_D R_{d1} + i_D R_{s1} + u_{DS}. \qquad (1.302)$$

Celelalte elemente au semnificațiile: *2* — dreapta de pantă $-\frac{1}{R_{d_1}}$; *3* — dreapta de sarcină în curent alternativ de pantă $-\frac{1}{R_{c.a}}$, $R_{c.a} = R_{d_1} \| R_s$; *4* — dreapta de sarcină pentru $R_{c.a} = 0$; *5* — dreapta care limitează domeniul de tensiuni de lucru u_{DS} admise pentru tranzistor, putînd fi și la dreapta punctului F (E_D); *6* — granița între domeniile de funcționare ca triodă și cel de saturație; *7* — hiperbola de disipație; *8* — curba tensiunii de negativare, care se obține prin puncte alegîndu-se o tensiune U_{GS_1}, de regulă o valoare parametru pentru o caracteristică de ieșire, apoi se calculează $I_{D_1} = \frac{U_{GS_1}}{R_{s_1}}$, punctul corespunzător al curbei *8* fiind la intersecția caracteristicii de ieșire de parametru U_{GS_1} cu orizontala $i_D = I_{D_1}$; *9* — caracteristică de transfer statică, $R_{d_1} = R_{s_1} = 0$; *10* — caracteristica dinamică de transfer care se obține prin puncte: se alege un punct de intersecție al dreptei de sarcină în c.a. cu o caracteristică de ieșire, de exemplu M, punctul corespunzător al curbei *10* fiind dat de intersecția dreptelor $i_D = i_D(M)$, $u_{GS} = -1$ V, parametrul caracteristicii considerate etc.; *11* — dreapta de sarcină de pantă $-\frac{1}{R_{s_1}}$ a cărei intersecție cu caracteristica dinamică 10 fixează punctul static de funcționare în planul $i_D = i_D(u_{GS})$; *12* — caracteristica dinamică de transfer $u_{DS} = u_{DS}(u_{GS})$, care se trasează tot prin puncte: se alege un punct de intersecție al dreptei de sarcină în c.a. cu o caracteristică de ieșire, de exemplu M în figura 1.80, *b*, se citește $u_{DS}(M)$ care se fixează în ordonată în figura 1.80, *c*, punctul m_1, intersecția orizontalei prin acest punct și verticala $u_{GS} = -1$ V, valoarea parametru a caracteristicii de ieșire considerată inițial, este punctul corespunzător în caracteristica de transfer, M_T.

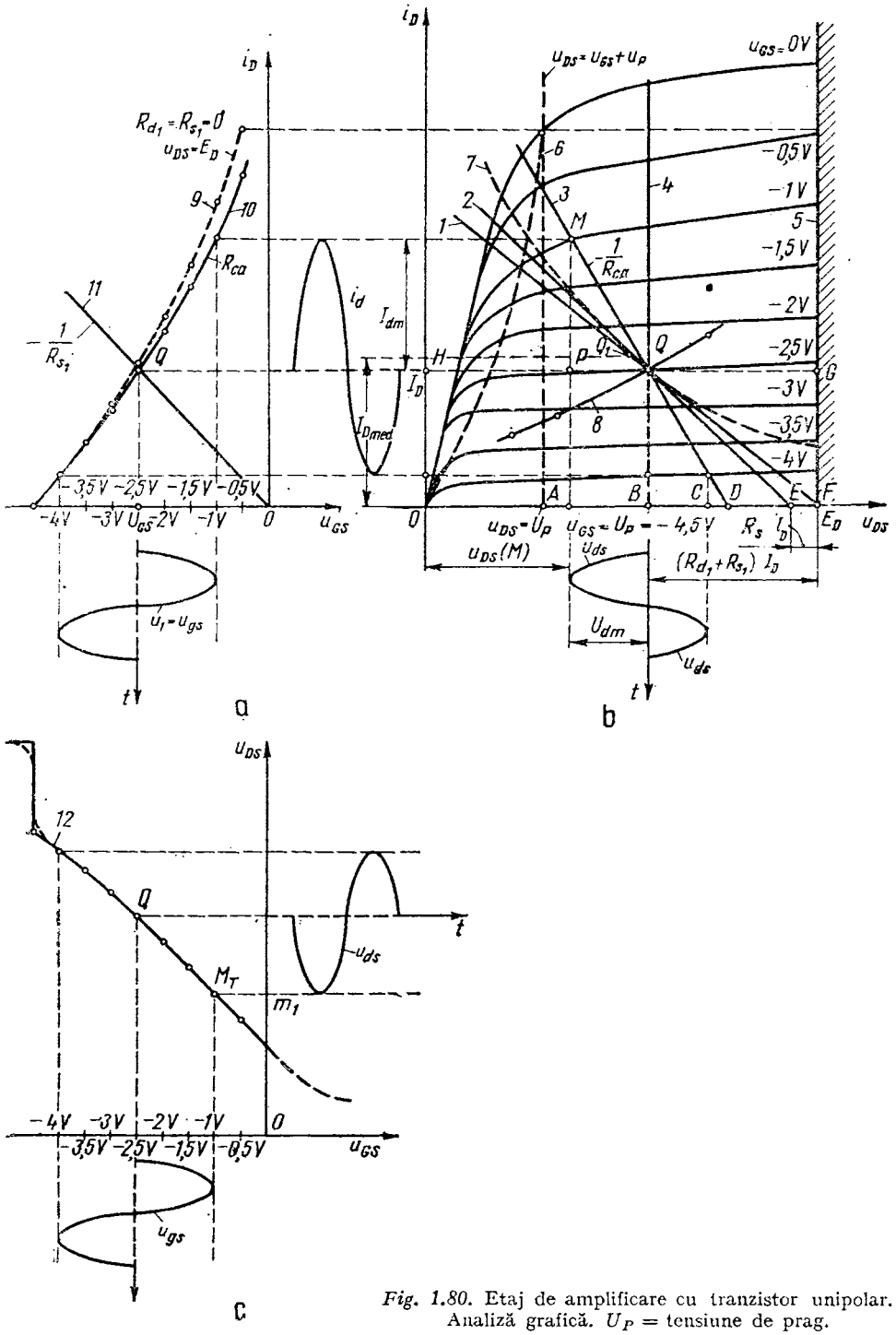


Fig. 1.80. Etaj de amplificare cu tranzistor unipolar. Analiză grafică. U_P = tensiune de prag.

Punctul static Q în planul $i_D = i_D(u_{DS})$ este determinat de intersecția curbei de negativare 8 cu dreapta de sarcină în c.c. La excursii mari de semnal, punctul static de funcționare trebuie fixat astfel încît distorsiunile neliniare să fie cît mai mici, cu condiția să fie sub hiperbola de disipație.

În regimul de funcționare clasă A, dispozitivul activ disipă cea mai mare putere în regim fără semnal:

$$P_D = U_{DS} I_D \tag{1.303}$$

În regim cu semnal puterea disipată se determină cu:

$$P_D = P_{E_D} - P = E_D I_{D\,med} - \frac{I_{dm}^2 R_{c.a}}{2}, \tag{1.304}$$

unde P_{E_D} este puterea absorbită de la sursă și

$$P = \frac{I_{dm}^2 R_{c.a}}{2} = \frac{U_{dm}^2}{2R_{c.a}} = \frac{I_{dm} U_{dm}}{2} \tag{1.305}$$

este puterea utilă furnizată de etaj rezistenței în c.a.

În funcționare liniară $I_D = I_{D\,med}$ și deci comparînd (1.303) și (1.304), rezultă pentru tranzistor o putere disipată mai mică în regim cu semnal.

În figura 1.80, *b* se pune în evidență distorsionarea formelor de undă și deci în general $I_{D\,med} \neq I_D$. Punctul comun al dreptelor de sarcină în c.a. și c.c. are ordonata $I_{D\,med}$ și dreapta de sarcină în c.a. trebuie dusă prin Q_1. O metodă grafică pentru determinarea valorii $I_{D\,med}$ este dată în paragraful următor.

În funcționarea practic liniară, aria MPQ este proporțională cu puterea utilă, iar aria $OHGF$ cu puterea absorbită de la sursă.

Formele de undă ale semnalelor se obțin prin puncte în funcție de valorile instantanee ale semnalului de intrare.

În figura 1.80, *b* s-a considerat că punctul de funcționare se deplasează pe dreapta de sarcină și deasupra hiperbolei de disipație, deci puterea instantanee pe tranzistor depășește puterea disipată maxim admisă, de catalog. Aceasta este permis dacă frecvența semnalului este suficient de mare, încît temperatura structurii interne a tranzistorului să nu poată urmări valorile instantanee ale puterii. La semnale cu variații lente, cînd nu se respectă condiția de mai sus, este obligatoriu ca dreapta de sarcină în c.a. să fie situată în întregime sub hiperbola de disipație.

Analiza grafică a etajului de semnal mare devine mai complicată dacă sarcina în c.a. din drena tranzistorului este o impedanță, situație în care locul geometric al punctului de funcționare nu mai este o dreaptă.

1.21.2. ETAJ DE AMPLIFICARE CU TRANZISTOR BIPOLAR

În figura 1.81 se dă analiza grafică a unui etaj asimetric cu tranzistor bipolar reprezentat simplificat. Dealtfel, circuitul de polarizare din bază cu rezistoare de la sursa E_C poate fi transformat ca și circuitul de intrare din figura 1.81, *c*. Căderea de tensiune pe rezistența din emitor, cînd există, se scade din tensiunea de alimentare ($I_C = \text{dat}$).

Deoarece la prima tentativă de calcul nu se cunoaște valoarea curentului mediu de colector $I_{C\,med}$, dreapta de sarcină în curent alternativ se presupune că trece prin punctul static de funcționare Q. Tensiunea și curentul de intrare se admit sinusoidale, pentru componentele totale scriindu-se relațiile:

$$\begin{aligned} u_{BE} &= U_{BE} + u_1 = U_{BE} + U_{1m} \cos \omega t \\ i_B &= I_B + I_{bm} \cos \omega t, \quad I_{bm} = 2\Delta i_B. \end{aligned} \tag{1.306}$$

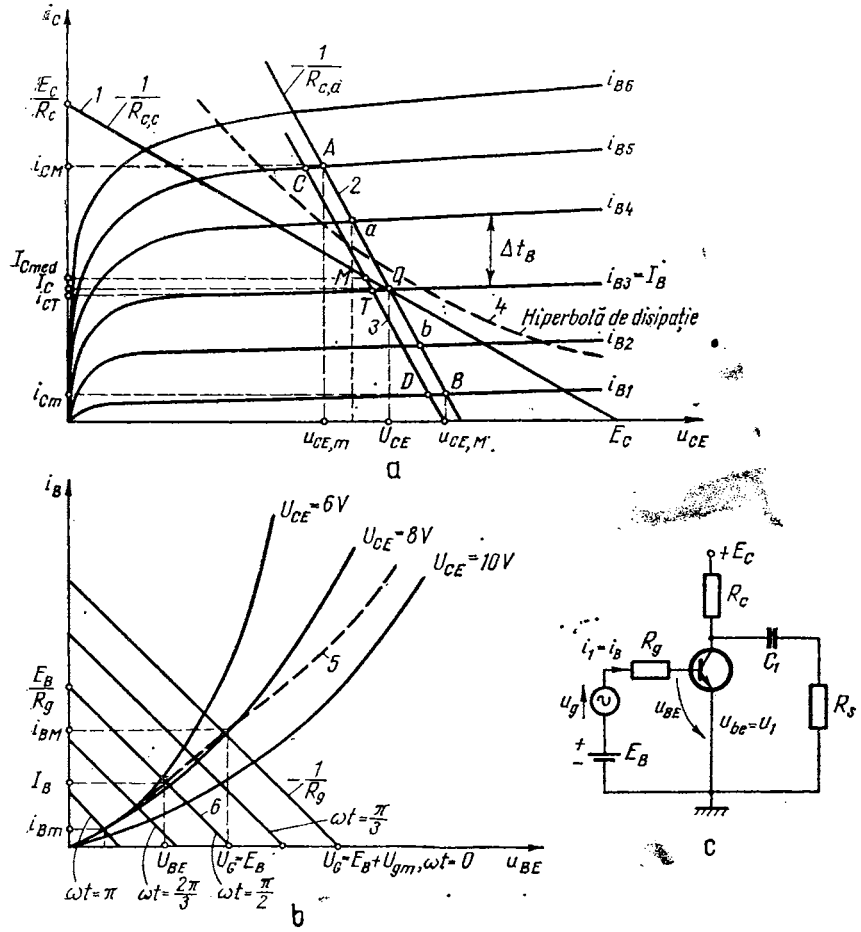


Fig. 1.81. Analiza grafică a unui etaj cu tranzistor bipolar.

Datorită neliniarității caracteristicii $i_C = i_C(i_B)$ a tranzistorului, curentul de colector are o variație nesinusoidală, admițînd dezvoltarea:

$$i_C = I_{C\,med} + \sqrt{2}(I_{c1}\cos\omega t + I_{c2}\cos 2\omega t + I_{c3}\cos 3\omega t + \ldots) \qquad (1.307)$$

unde $I_{c1}, I_{c2}, \ldots$ sînt valorile efective ale fundamentalei și armonicilor curentului.

În calculul distorsiunilor neliniare prin metoda celor trei puncte, i_C se aproximează cu:

$$i_C \cong I_{C\,med} + \sqrt{2}(I_{c1}\cos\omega t + I_{c2}\cos 2\omega t). \qquad (1.308)$$

Mărimile $I_{C\,med}$, I_{c1} și I_{c2} se pot determina scriind ecuația (1.308) pentru punctele A, Q, B în care $\omega t = 0$, $\omega t = \dfrac{\pi}{2}$ și $\omega t = \pi$.

$$i_{CM} = I_{C\,med} + \sqrt{2}I_{c1} + \sqrt{2}I_{c2} \qquad (1.309)$$

$$I_C = I_{C\,med} - \sqrt{2}I_{c2} \qquad (1.310)$$

$$i_{Cm} = I_{C\,med} - \sqrt{2}I_{c1} + \sqrt{2}I_{c2} \qquad (1.311)$$

Din sistemul de mai sus se obține:

$$I_{C\,med} = \frac{i_{CM} + i_{Cm}}{4} + \frac{I_C}{2} \tag{1.312}$$

$$\sqrt{2}I_{c1} = \frac{i_{CM} - i_{Cm}}{2} \tag{1.313}$$

$$\sqrt{2}I_{c2} = \frac{i_{CM} - i_{Cm}}{4} - \frac{I_C}{2} \tag{1.314}$$

Dacă $I_{C\,med}$ diferă prea mult de I_C, atunci dreapta de sarcină în c.a., *3*, se figurează prin punctul M ($i_C = I_{C\,med}$). Se repetă calculul cu valorile noi pentru i_{CM}, i_{Cm} și valoarea i_{CT} la $\omega t = \frac{\pi}{2}$, obținîndu-se o nouă valoare medie $I_{C\,med\,(1)}$. Din nou, dacă există diferență prea mare între $I_{C\,med}$ și $I_{C\,med\,(1)}$, trebuie repetat calculul și se tinde convergent spre valoarea adevărată a curentului mediu de colector. Procedeul se termină cînd se consideră că eroarea este acceptabilă. Factorul de distorsiuni armonice se calculează cu relația (1.26), valoarea efectivă a armonicilor aproximîndu-se cu valoarea efectivă a armonicii a doua.

Trebuie observat în figura 1.81, *a* că dacă sînt distorsiuni neliniare, punctul de funcționare este în T și nu în Q sau M, cînd semnalul de intrare trece prin zero și deci la $\omega t = \frac{\pi}{2}$, $i_C = i_{CT}$, valoare care se folosește cînd se rescrie ecuația (1.310).

Pentru calcul mai precis se pot alege mai multe puncte particulare pe dreapta de sarcină, de exemplu A, a, Q, b, B, în acest caz reținîndu-se primii cinci termeni din ecuația (1.307), *metoda* numindu-se a *celor cinci puncte:*

$$i_C = I_{C\,med} + \sqrt{2}(I_{c1}\cos\omega t + I_{c2}\cos 2\omega t + I_{c3}\cos 3\omega t + I_{c4}\cos 4\omega t). \tag{1.315}$$

În etajele de amplificare pentru semnale mari cu tranzistoare bipolare sînt importante și distorsiunile neliniare introduse de circuitul de intrare, din care cauză, deși u_g este sinusoidală, u_1 și $i_1 = i_b$ sînt distorsionate. Modul cum pot fi considerate aceste distorsiuni pe cale grafică se explică în legătură cu figura 1.81, *b* unde dependența caracteristicilor de intrare de u_{CE} este dată exagerat în mod intenționat pentru claritate. Tensiunea totală a surselor din circuitul bazei este:

$$u_G = E_B + U_{gm}\cos\omega t. \tag{1.316}$$

Din nou trebuie cunoscută poziția dreptei de sarcină și presupunem că aceasta este dreapta de sarcină *2* din figura 1.81, *a*. Caracteristica dinamică de intrare, curba *5*, reprezentată punctat se obține prin puncte. Se alege punctul A la intersecția dreptei de sarcină cu caracteristica de ieșire de parametru i_{B5} și se citește tensiunea de colector $u_{CE}(A)$. În planul $i_B = i_B(u_{BE})$ pe orizontala $i_B = i_{B5}$ se fixează prin interpolare, funcție de $u_{CE}(A)$, punctul corespunzător al caracteristicii dinamice *5* etc.

Pentru diferite valori particulare ωt, de exemplu $\omega t = 0$, $\frac{\pi}{3}$, $\frac{\pi}{2}$, $\frac{2\pi}{3}$, și π, se reprezintă dreapta de pantă $-\frac{1}{R_g}$ în planul $i_B = i_B(u_{BE})$. La metoda celor trei puncte se consideră pozițiile dreptei pentru $\omega t = 0$, $\frac{\pi}{2}$ și π. Cele

trei puncte de intersecție determină pentru i_B valorile i_{Bm}, i_B și i_{Bm}. Se identifică caracteristicile corespunzătoare în planul de ieșire, de regulă prin interpolare și intersecțiile lor cu dreapta de sarcină în c.a. determină valorile i_{CM}, i_{Cm}, și I_C pentru $\omega t = \frac{\pi}{2}$. Cu aceste valori se aplică metoda celor trei puncte (relațiile (1.309), — (1.311), și se obține o valoare $I_{C\,med}$ care se compară cu I_C. La diferențe mari procedeul se repetă, figurînd dreapta de sarcină în c.a. prin punctul de intersecție al dreptei de sarcină în c.c. cu orizontala $i_C = I_{C\,med}$ și determinînd prin puncte o nouă caracteristică dinamică de intrare și valori noi pentru i_{CM} și i_{Cm}. Ecuația (1.310) se scrie cu valoarea curentului de colector determinată de intersecția dreptei de sarcină în c.a. cu caracteristica de ieșire care are ca parametru valoarea curentului I_B determinată de intersecția dreptei de intrare *6* cu caracteristica dinamică de intrare.

Dacă circuitul de intrare nu introduce distorsiuni mari, este bine ca metoda de calcul grafic să fie aplicată inițial în planul $i_C = i_C(u_{CE})$ și apoi cu dreapta de sarcină în c.a. fixată ultima dată să se traseze caracteristica dinamică de intrare, *5*, din figura 1.81, *b* în vederea verificării distorsiunilor introduse de circuitul de intrare.

Aplicarea metodelor grafice de calcul are un dezavantaj serios din cauza împrăștierii caracteristicilor tranzistoarelor. Rezultatele obținute sînt valabile numai pentru tranzistorul ale cărui caracteristici sînt identice cu acelea folosite în calculul grafic. Se impune eventual o sortare a tranzistoarelor.

De fapt, și la calculul amplificatoarelor de semnal mic fără reacție există aceeași dificultate din cauza împrăștierii parametrilor de semnal mic ai tranzistoarelor și a toleranțelor celorlalte elemente de circuit. De fiecare dată, trebuie verificat ca datele de proiectare să fie satisfăcute în cea mai grea situație posibilă.

Folosindu-se reacția negativă se reduce dependența caracteristicilor și parametrilor amplificatorului de parametrii și caracteristicile tranzistoarelor.

La studiul etajelor de amplificare pentru semnale mari, un loc important revine și analizei etajelor asimetrice cu transformator și etajelor în contratimp cu și fără transformator, care este dată simplificat în anexele 1.3 și 1.4.

BIBLIOGRAFIE

1. Angelo, E.J., Jr. *Electronics: BJTs, FETs, and Microcircuits.* Mc Graw Hill, N.Y. 1969.
2. Bonci-Bruevici, A.M. *Folosirea tuburilor electronice în fizica experimentală.* Ed. Tehnică, București 1958.
3. Chirilian, P.M. *Analysis and Desing of Electronic Circuits.* Mc Graw Hill, 1965.
4. Dascălu, D. *Circuite electronice,* Note de curs, Litografia I.P.B., București 1979.
5. Ghausi, M.S. *Electronic Circuits,* D. Van Nostrand Company, N.Y., 1971.
6. Giacoletto, L.J. *Electronics Designers' Handbook,* Mc Graw Hill, N.Y., 1977.
7. Gray, P.E., Searle, C.L. *Bazele electronicii moderne,* vol. I și II, Ed. Tehnică, București, 1973.
8. Săvescu, M., ș.a. *Circuite electronice,* vol I, Ed. Tehnică, București, 1967.
9. Tănăsescu, T. *Circuite cu tranzistoare.* Ed. Tehnică, București 1961,.
10. Vătășescu, A., ș.a. *Circuite cu semiconductoare în industrie. Amplificatoare și oscilatoare.* Ed. Tehnică, București, 1971.
11. * * * *Lexiconul tehnic român,* vol. I, Ed. Tehnică, București, 1957.

2

OSCILATOARE ARMONICE

2.1. INTRODUCERE

Oscilatorul armonic este un circuit electronic (fig. 2.1) care generează un semnal de forma sinusoidală

$$u(t) = U \sin \omega t. \tag{2.1}$$

Semnalul $u(t)$ apare la bornele unei rezistențe de sarcină, R_s. Oscilatorul cedează deci sarcinii o putere de curent alternativ

$$P_s = \frac{1}{2} \frac{U^2}{R_s}. \tag{2.2}$$

Sursa primară a puterii este bateria de alimentare în curent continuu, pusă în evidență pe figură. Circuitul trebuie să conțină dispozitive electronice *active*, capabile (prin (definiție) să transforme puterea de curent continuu absorbită de la sursa de alimentare în putere de semnal. Astfel de dispozitive sînt de pildă tranzistoarele (bipolare sau cu efect de cîmp).

Observațiile de mai sus se leagă de aspectul *energetic* al problemei existenței oscilatoarelor. Din punctul de vedere al teoriei circuitelor electrice, trebuie lămurite și alte aspecte: cum se explică existența oscilațiilor într-un circuit care nu este excitat din exterior de nici o sursă de semnal (deci autooscilații) și de ce aceste oscilații sînt de formă sinusoidală?

Să ne imaginăm schema de curent alternativ a oscilatorului. Admitem că această schemă are $n + 1$ noduri și scriem sistemul de n ecuații cu n necunoscute (tensiunile $U_1, U_2, \ldots, U_n$, unde cel de-al $n+1$ nod este luat ca referință), sistem care corespunde metodei potențialelor la noduri. Acestea sînt ecuații *liniare* și, în cazul de față *omogene*, deoarece curenții de scurtcircuit injectați în fiecare nod sînt zero (schema nu este excitată din exterior). Avem [22]:

$$\sum_{k=1}^{n} \underline{Y}_{jk} \underline{U}_k = 0 \qquad (j = 1, 2, \ldots, n) \tag{2.3}$$

unde $\underline{Y}_{jj}$ este admitanța proprie a nodului j (suma admitanțelor legate la acest nod) iar $\underline{Y}_{jk}$ admitanța de cuplaj între nodurile j și k (suma cu semn schimbat a admitanțelor care leagă nodul j de nodul k).

Existența *autooscilațiilor* în acest circuit se formulează astfel din punct de vedere matematic:

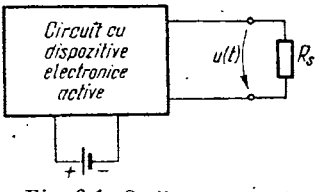


Fig. 2.1. Oscilator armonic.

sistemul (2.3) trebuie să aibă soluții nebanale ($\underline{U}_k \neq 0$ pentru $k = 1, 2, 3, \ldots, n$). Condiția necesară și suficientă este ca determinantul format din coeficienții sistemului să se anuleze, adică [12], [21].

$$\Delta_Y = 0 \tag{2.4}$$

(a se vedea și anexa 2.1).

Condiția (2.4) implică o relație între elementele schemei. Deoarece admitanțele sînt funcții de frecvență, relația (2.4) poate fi privită ca o ecuație care determină frecvența (sau frecvențele) pe care poate oscila circuitul. Frecvența unghiulară de oscilație va fi notată cu ω_{osc}. Relația (2.4) nu ne poate permite însă să determinăm amplitudinea de oscilație, atît timp cît elementele schemei nu depind de această amplitudine. Faza oscilației nu are o semnificație deosebită.

O înțelegere mai bună a fenomenelor care au loc în oscilator o putem căpăta privind circuitul ca un *amplificator cu reacție pozitivă.*

2.2. OSCILATORUL ARMONIC CA UN AMPLIFICATOR CU REACȚIE POZITIVĂ. RELAȚIA BARKHAUSEN

Considerăm amplificatorul cu reacție din figura 2.2 care funcționează în regim de curent alternativ. Semnalele notate cu $\underline{X}$ pot fi, după caz, tensiuni sau curenți. Amplificatorul și rețeaua de reacție sînt circuite liniare descrise de ecuațiile:

$$\underline{X}_2 = A\underline{X}_1, \tag{2.5}$$

$$\underline{X}_r = \beta\underline{X}_2. \tag{2.6}$$

O relație de tipul (2.5), valabilă indiferent de circuitul exterior amplificatorului, definește un amplificator *ideal.* Considerații similare se aplică rețelei de reacție definită de funcția de transfer β. Utilizînd și ecuația sumatorului

$$\underline{X}_1 = \underline{X}_g + \underline{X}_r, \tag{2.7}$$

găsim amplificarea cu reacție

$$\underline{A}_r = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_g} = \frac{\underline{A}}{1 - \underline{\beta A}}. \tag{2.8}$$

Circuitul din figura 2.2 devine un oscilator, dacă îndepărtînd semnalul de excitație ($\underline{X}_g = 0$) obținem totuși un semnal la ieșire ($\underline{X}_2 = \text{finit}, \neq 0$). Aceasta echivalează cu

$$\underline{A}_r = \frac{\underline{X}_2}{\underline{X}_g} \to \infty \tag{2.9}$$

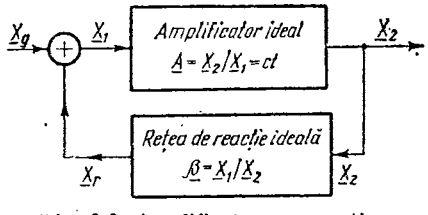


Fig. 2.2. Amplificator cu reacție.

și utilizînd formula (2.8) găsim condiția de oscilație

$$\underline{A\beta} = 1, \tag{2.10}$$

denumită *relația Barkhausen.*

Această condiție semnifică în fond reproducerea semnalului pe bucla de reacție pozitivă, așa cum se arată în fi-

gura 2.3. În general $\underline{A} = \underline{A}(j\omega)$ și $\underline{\beta} = \underline{\beta}(j\omega)$, deoarece circuitul conține elemente reactive. Punînd în evidență amplitudinea și faza acestor numere complexe avem

$$\underline{A} = |\underline{A}| \exp j\varphi_A, \quad j = \sqrt{-1} \qquad (2.11)$$

$$\underline{\beta} = |\underline{\beta}| \exp j\varphi_\beta \qquad (2.12)$$

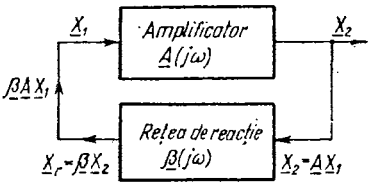


Fig. 2.3. Ilustrarea condiției Barkhausen.

și relația Barkhausen este echivalentă cu *două condiții reale:*

$$|\underline{A}|\,|\underline{\beta}| = 1 \text{ (condiția de amplitudine)} \qquad (2.13)$$

$$\varphi_A + \varphi_\beta = 0{,}2\,\pi,\ 4\pi,\ \ldots \text{ (condiția de fază)} \qquad (2.14)$$

Reamintim că semnalul sinusoidal este *unicul* semnal care își reproduce forma după ce parcurge un circuit (liniar) cu elemente reactive. Acesta este și motivul pentru care circuitul generează un semnal sinusoidal și nu de altă formă.

Semnalul $\underline{X}_r = \underline{X}_1\underline{A}(j\omega)\,\underline{\beta}(j\omega)$ care rezultă după parcurgerea buclei de reacție este evident de aceeași frecvență cu $\underline{X}_1$. Condițiile (2.13) și (2.14) cer ca amplitudinea și respectiv faza semnalului să se reproducă.

În multe situații practice, putem presupune A = număr real. Atunci $\varphi_A = 0$ sau π, după caz. Condiția de fază (2.14) devine

$$\varphi_A + \varphi_\beta(\omega) = 0{,}2\pi, \ldots$$

și determină *frecvența de oscilație*, ω_{osc}.

Rezultă concluzia importantă: *rețeaua de reacție* este aceea care *determină frecvența de oscilație*. Nu numai mărimea acestei frecvențe, dar și posibilitatea reglajului frecvenței într-o anumită bandă, precum și stabilitatea acestei frecvențe sînt influențate de tipul rețelei de reacție și de realizarea concretă a acesteia.

2.3. CLASIFICAREA OSCILATOARELOR ARMONICE

Oscilatoarele armonice de tip amplificator cu reacție pozitivă se clasifică după natura rețelei de reacție astfel [1], [23]:

— oscilatoare *RC* (rețea de reacție cu rezistențe și capacități);

— oscilatoare *LC* (rețea de reacție cu inductanțe și capacități).

Oscilatoarele pot lucra pe frecvență fixă sau variabilă. După gama de frecvență pe care o acoperă, oscilatoarele sînt:

— *de audiofrecvență*, cu frecvențe de la cîțiva Hz pînă la circa 1 MHz (desigur, pentru frecvențele peste 20 kHz termenul „audio" este impropriu);

— *de radiofrecvență* (sute de kHz pînă la 1 GHz);

— *de microunde* (frecvențe peste 1 GHz).

Ca regulă generală, oscilatoarele de audiofrecvență sînt de tip RC iar cele de radiofrecvență de tip LC (se va reveni la momentul potrivit).

Oscilatoarele pot fi clasificate și după dispozitivele active pe care le conțin: oscilatoare cu tranzistoare bipolare, cu tranzistoare cu efect de cîmp etc.

Nu toate oscilatoarele sînt de tip amplificator cu reacție pozitivă. O altă categorie o formează oscilatoarele cu *dispozitive cu rezistență negativă*. Un

astfel de dispozitiv generează putere dacă este polarizat convenabil în curent continuu. Plasînd dispozitivul într-un circuit rezonant, se pot obține autooscilații neamortizate dacă rezistența negativă a dispozitivului compensează pierderile.

2.4. PROBLEME ALE ANALIZEI FUNCȚIONĂRII OSCILATOARELOR

Pentru caracterizarea unui oscilator trebuie să se determine în principal:
— condiția de amorsare a oscilațiilor;
— frecvența de oscilație, $f_{osc} = \omega_{osc}/2\pi$;
— amplitudinea de oscilație, de pildă U_{osc};
— condiția de stabilitate dinamică a oscilațiilor.

Mai prezintă interes: stabilitatea amplitudinii și frecvenței de oscilație, forma exactă a semnalului generat (evaluarea distorsiunilor etc).

Teoria liniară a oscilatoarelor se bazează pe modelarea dispozitivelor electronice cu circuite echivalente de semnal mic. Celelalte elemente de circuit au caracteristici liniare și parametri independenți de mărimea semnalului aplicat. În cadrul acestei teorii nu se pot stabili decît condiția de amorsare, frecvența de oscilație și stabilitatea acesteia. De fapt, f_{osc} va fi afectată de neliniarități, dacă circuitul este neliniar și se comportă ca atare.

Presupunem $\underline{A} = A =$ real (independent de frecvență). Din relația Barkhausen

$$A\underline{\beta}(j\omega) = 1 \tag{2.15}$$

rezultă că $\underline{\beta}(j\omega)$ trebuie să fie real la frecvența de oscilație, adică

$$\mathcal{I}m\, \beta(j\omega)\,|_{\omega=\omega_{osc}} = 0 \tag{2.16}$$

Ecuația (2.16) determină ω_{osc}. Din (2.15) rezultă

$$A = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})}, \tag{2.17}$$

adică valoarea pe care trebuie să o aibă amplificarea *pentru a susține autooscilațiile*. În mod intuitiv ne dăm seama că relația (2.17) furnizează valoarea *minimă* a modulului amplificării. Aici apare o dificultate. Din punct de vedere experimental A nu poate fi realizat exact la valoarea calculată cu o relație de tipul (2.17). Chiar dacă un reglaj fin în circuit ar permite îndeplinirea precisă a condiției (2.17), această funcționare nu ar fi stabilă. Cea mai mică modificare a parametrilor unor elemente din circuit ar putea modifica amplificarea A și ca urmare ar apărea una din următoarele două situații:

dacă $|A|$ devine mai mic decît valoarea impusă de relația (2.17), atunci oscilațiile se sting;

dacă $|A|$ este mai mare decît aceeași valoare, atunci amplitudinea oscilațiilor va crește indefinit, fără ca teoria să poată prevedea valoarea la care oscilațiile vor trebui totuși să se limiteze.

De fapt, tocmai acesta este marele dezavantaj al teoriei liniare: ea nu permite determinarea amplitudinii de oscilație.

Teoria cvasiliniară se mai numește și *metoda primei armonici*. Se admite că funcționarea amplificatorului este neliniară și se deduce o amplificare pe

fundamentală. Această amplificare va depinde de amplitudinea semnalului (fie el tensiune), notată cu U. În cazul oscilațiilor în regim permanent, va trebui ca

$$A|_{U=U_{osc}} = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})}. \tag{2.18}$$

Această condiție determină deci amplitudinea oscilației. Se va arăta că ea permite și aprecierea stabilității dinamice a funcționării oscilatorului. Metoda este aproximativă deoarece nu ia în considerare armonicile semnalului.

Teoria neliniară permite în principiu determinarea formei de undă exacte. Din punct de vedere matematic, este necesară rezolvarea ecuației diferențiale *neliniare* a circuitului, problemă pentru care nu există metode standard. O soluție analitică este cel mai adesea imposibilă, chiar cu prețul unor simplificări în schema analizată și în caracteristicile dispozitivelor electronice folosite.

2.5. EXEMPLE DE APLICARE A TEORIEI LINIARE

Să considerăm un oscilator *RC* care este realizat cu un amplificator ideal de tensiune (care are, prin definiție, amplificarea $\underline{A}_U = \underline{U}_2/\underline{U}_1$ independentă de circuitul exterior*) și rețeaua de reacție pozitivă indicată în figura 2.4. Deoarece impedanța de intrare a amplificatorului ideal de tensiune este infinită, funcția de transfer $\underline{\beta} = \underline{\beta}(j\omega)$ a rețelei de reacție va fi calculată cu ieșirea în gol, așa cum se arată în figura 2.5. Se obține succesiv:

$$\underline{\beta}(j\omega) = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2'} \cdot \frac{\underline{U}_2'}{\underline{U}_2}, \tag{2.19}$$

$$\frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2'} = \frac{1}{1 + j\omega CR}, \tag{2.20}$$

$$\frac{\underline{U}_2'}{\underline{U}_2} = \frac{\underline{Z}}{\underline{Z} + 1/j\omega C}, \qquad \underline{Z} = \frac{R(1 + j\omega CR)}{1 + 2j\omega CR}. \tag{2.21}$$

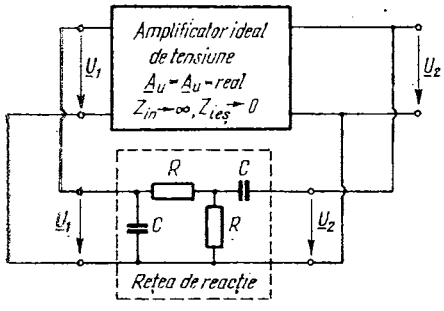


Fig. 2.4. Exemplu de oscilator *RC*.

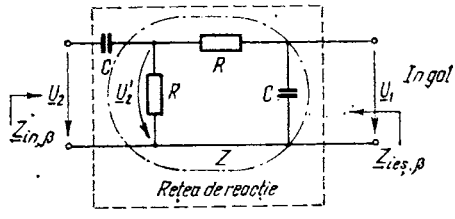


Fig. 2.5. Rețeaua de reacție a oscilatorului din figura 2.4.

* Un amplificator ideal de tensiune trebuie să fie atacat în tensiune (impedanța de intrare trebuie să fie infinită) și să se comporte ca un generator ideal de tensiune (impedanță de ieșire — — nulă).

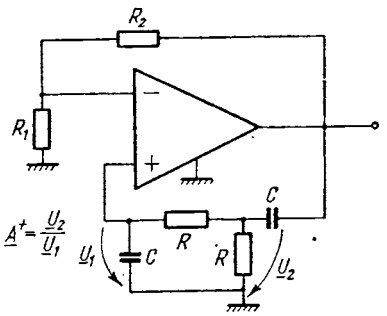


Fig. 2.6. Oscilator cu amplificator operațional și rețeaua de reacție pozitivă din figura 2.5.

Introducînd frecvența unghiulară normată $\bar{\omega} = \omega CR$, obținem

$$\underline{\beta} = \frac{j\bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}} \cdot \tag{2.22}$$

Condiția Barkhausen

$$\underline{A}_u \underline{\beta}(j\omega) = 1, \tag{2.23}$$

cu $\underline{A}_u = A_u$ presupus real, ne impune un $\underline{\beta}(j\omega) =$ real la frecvența (unghiulară) de oscilație, ω_{osc}. Rezultă imediat

$$\omega_{osc} = \frac{1}{RC}, \quad f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC} \cdot \tag{2.24}$$

Amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor se calculează pe baza relațiilor (2.22)—(2.24)

$$A_u = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})} = 3. \tag{2.25}$$

Realizarea practică a unei astfel de scheme ridică probleme legate de construcția amplificatorului ideal de tensiune. Se poate folosi un amplificator operațional căruia i se aplică o reacție negativă, printr-un divizor rezistiv, pe intrarea inversoare, așa cum se arată în figura 2.6. Ieșirea rețelei de reacție se conectează la intrarea neinversoare, închizînd astfel bucla de reacție pozitivă. Dacă se alege $R_2 = 2R_1$, atunci amplificarea pe intrarea neinversoare va fi

$$A^+ = 1 + \frac{R_2}{R_1} = 3 = A_u. \tag{2.26}$$

Rezistența de intrare foarte mare a amplificatorului operațional va asigura funcționarea practic în gol a rețelei. Pe de altă parte, rezistența de ieșire foarte mică a amplificatorului va determina comanda în tensiune a rețelei și este permisă aplicarea relației (2.23).

Același oscilator poate fi realizat cu componente discrete. Pentru moment vom prefera o schemă cu tranzistoare cu efect de cîmp (TEC), indicată în figura 2.7. Amplificatorul este realizat cu tranzistoarele T_1 și T_2. Tranzistorul T_3 joacă un rol auxiliar, de generator de curent. Calculele se pot face pe caracteristica de transfer parabolică

$$i_D = I_{DSS}\left(1 - \frac{u_G}{U_P}\right)^2 \tag{2.27}$$

indicată în figura 2.8 și valabilă pentru regiunea de saturație a caracteristicilor (i_D independent de u_D, rezistență dinamică de drenă infinită).

Polarizarea porții tranzistorului T_3 este determinată prin „autonegativarea" provocată de căderea de tensiune pe rezistența din sursă parcursă de curentul continuu de drenă. Relația $u_G = -R_s i_D$ determină curentul de polarizare al lui T_3 (fig. 2.8), I_{D3}.

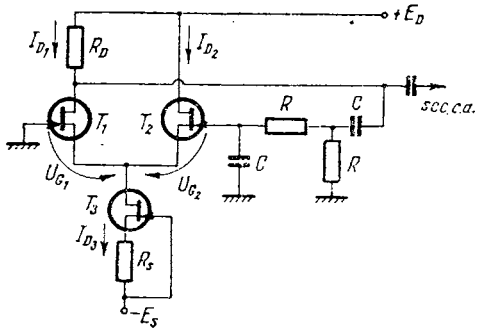


Fig. 2.7. Oscilator *RC* cu tranzistoare cu efect de cîmp. Condensatorul de la ieșire este scurtcircuit la frecvența de lucru (scc. c.a.).

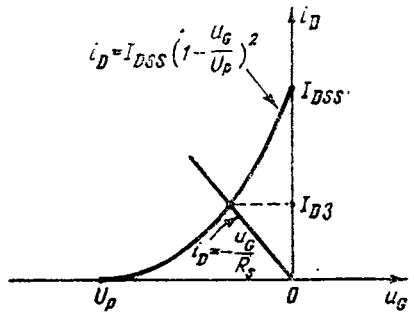


Fig. 2.8. Caracteristica de transfer a TEC și determinarea punctului static al tranzistorului T_3 din figura 2.7 (negativare „automată" a porții).

Presupunînd caracteristici identice pentru toate tranzistoarele și observînd că, în curent continuu,

$$U_{G1} - U_{G2} = 0, \tag{2.28}$$

obținem

$$I_{D1} = I_{D2} = \frac{I_{D3}}{2}. \tag{2.29}$$

Tranzistoarele T_1 și T_2 lucrează deci la același curent de drenă și vor avea aceeași pantă (transconductanță), g_m.

În curent alternativ, schema amplificatorului se reduce la cea din figura 2.9, *a*. deoarece tranzistorul T_3, neactivat pe poartă și cu $r_d \to \infty$, se comportă ca un circuit deschis. Înlocuind tranzistoarele T_1 și T_2 cu circuitele echivalente, rezultă schema din figura 2.9, *b*.

Deoarece

$$\underline{U}_2 = g_m R_D \underline{U}_{g2} \tag{2.30}$$

$$g_m \underline{U}_{g1} = -g_m \underline{U}_{g2}, \qquad \underline{U}_{g1} = -\underline{U}_{g2} \tag{2.31}$$

$$\underline{U}_1 = \underline{U}_{g1} - \underline{U}_{g2} \tag{2.32}$$

obținem imediat

$$\underline{A}_u = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{g_m R_D}{2} = A_u = \text{real}. \tag{2.33}$$

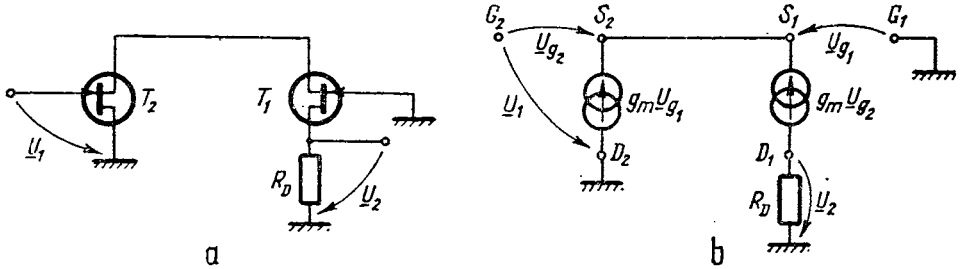


Fig. 2.9. Calculul amplificării (fig. 2.7).

Condiția (2.25) devine

$$\frac{g_m R_D}{2} = 3, \quad g_m = \frac{6}{R_D}. \tag{2.34}$$

Intuitiv, pentru amorsarea oscilațiilor, panta g_m trebuie să aibă o valoare mai mare decît cea indicată de relația (2.34). Dacă oscilațiile nu pornesc de la sine la conectarea surselor de alimentare, atunci se poate încerca amorsarea prin mărirea lui

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial u_G} = \left(\frac{-2I_{DSS}}{U_p}\right)\left(1 - \frac{U_G}{U_P}\right), \quad U_P < 0. \tag{2.35}$$

Aceasta se realizează prin mărirea curentului de polarizare, $I_{D1} = I_{D2}$, deci pe calea micșorării rezistenței R_s (fig. 2.8). Odată oscilațiile pornite, amplitudinea lor se va limita prin scăderea amplificării tranzistoarelor la semnale mai mari, mecanism care va fi discutat ulterior.

În ce măsură amplificatorul cu TEC se comportă ca un amplificator ideal de tensiune și aplicarea relațiilor (2.23) și (2.25) a fost corectă?

Rezistența de intrare a amplificatorului este foarte mare, practic infinită. Rezistența de ieșire a acestuia este egală cu R_D: pentru a fi considerată neglijabilă, ea trebuie să fie mult mai mică decît impedanța de intrare în rețeaua de reacție, $Z_{in,\beta}$, care este (fig. 2.5):

$$\underline{Z}_{in,\beta} = \frac{1}{j\omega C} + \underline{Z} = R\,\frac{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}}{j\bar{\omega}(1 + 2j\bar{\omega})} \tag{2.36}$$

și la frecvența de oscilație ($\omega = \omega RC = 1$) are expresia

$$\underline{Z}_{in,\beta}|_{\omega=\omega_{osc}} = \frac{3R}{1 + 2j} = \frac{3R}{5}(1 - 2j). \tag{2.37}$$

Condiția de neglijare a rezistenței de ieșire a amplificatorului poate fi scrisă (fig. 2.10)

$$R_D \ll \mathcal{R}e\, Z_{in,\beta}(\omega_{osc}) = \frac{3R}{5} = 0{,}6R. \tag{2.38}$$

Dar R_D va fi determinată de condiția de oscilație (2.34) și va avea o valoare de ordinul kiloohmilor. Condiția (2.38) limitează inferior valorile pe care le poate lua R. Dacă se alege de pildă $R_{min} = 5$ kΩ și se consideră $C_{min} = 50$ pF (limitare introdusă de capacitățile parazite ale schemei), atunci

$$f_{max} = \frac{1}{2\pi C_{min} R_{min}} = \frac{1}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^{-11} \cdot 5 \cdot 10^4} \simeq$$

$$\simeq 64 \text{ kHz},$$

deci limitarea superioară a frecvenței este destul de drastică.

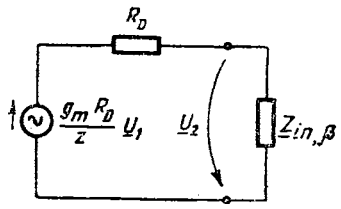


Fig. 2.10. Efectul rezistenței de ieșire finite a amplificatorului (fig. 2.7).

Se poate pune întrebarea ce se va întîmpla dacă nu se asigură îndeplinirea condiției (2.38).

Se constată (fig. 2.10) că tensiunea la intrarea rețelei de reacție, $\underline{U}_2$, are o amplitudine mai mică decît $\frac{g_m R_D}{2} \underline{U}_1$. De fapt, amplificarea în tensiune devine

$$\underline{A}_u = \frac{g_m R_D}{2} \frac{Z_{in,\beta}}{R_D + Z_{in,\beta}} = \underline{A}_u(j\omega) \tag{2.39}$$

și nu mai este un număr real. Se va aplica din nou relația Barkhausen (2.23). Se poate arăta ușor că frecvența de oscilație nu va mai depinde exclusiv de rețeaua de reacție (intervine și R_D). Pe de altă parte, amplificarea minimă necesară pentru susținerea oscilațiilor va depinde de valoarea elementelor rețelei de reacție. Această „interacțiune" între amplificator și rețeaua de reacție este supărătoare deoarece îngreunează nu numai calculul oscilatorului ci și *reglajele* acestuia. Să presupunem, spre exemplu, că amplitudinea de oscilație se limitează datorită neliniarității amplificatorului și o anumită valoare a amplificării acestuia (pe fundamentală) corespunde unei anumite amplitudini a oscilației. Într-o situație ca cea de mai sus, amplitudinea oscilației ar varia atunci cînd se schimbă (prin R și C) frecvența de oscilație.

Observăm în încheiere că rețeaua de reacție folosită aici este formată din două celule RC care introduc defazaje de semn opus: la frecvența de oscilație defazajul total este zero. Există oscilatoare cu *rețele de defazare* formate din trei sau mai multe celule similare și care introduc un defazaj de 180°. Astfel de oscilatoare sînt prezentate sumar în anexa 2.2.

2.6. TEORIA CVASILINIARĂ

În cele ce urmează vom presupune că amplificarea depinde de mărimea semnalului din circuit. În acest context vor putea fi discutate amorsarea și limitarea oscilațiilor, stabilitatea lor la perturbații. Acestea sînt probleme de regim tranzitoriu și vor fi studiate ca atare. Pentru început vom face cîteva considerații simple, intuitive, pornind de la regimul permanent. Să admitem că avem un amplificator ideal cu amplificarea $\underline{A} = A =$ număr real. Această amplificare are o mărime care depinde de amplitudinea semnalului din circuit, fie ea U. Caracteristică metodei cvasiliniare este tocmai dependența $A = A(U)$, care poate fi determinată experimental sau prin calcul. Dacă circuitul este neliniar — apar armonici. Metoda cvasiliniară neglijează armonicile (este aproximativă). Calculul este mai aproape de adevăr dacă oscilatorul dispune de un circuit de reacție cu o selectivitate mai bună, deoarece aceasta permite excitarea amplificatorului (pe bucla de reacție pozitivă) printr-un semnal mai apropiat de o sinusoidă. În general, variația mai pronunțată a lui A cu U indică efecte neliniare mai puternice și o acuratețe mai redusă a aplicării teoriei cvasiliniare.

Cu precizările de mai sus, condiția Barkhausen devine

$$A(U)\,\underline{\beta}(j\omega) = 1. \tag{2.40}$$

Impunem ca la *frecvența de oscilație*

$$\mathcal{I}m\underline{\beta}(j\omega_{osc}) = 0 \tag{2.41}$$

și determinăm astfel ω_{osc}. *Amplitudinea de oscilație* rezultă din

$$A(U_{osc}) = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})}. \tag{2.42}$$

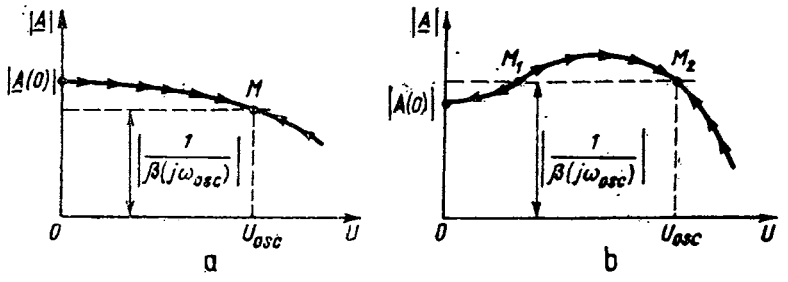


Fig. 2.11. Amplificarea teoriei cvasiliniare:
a — amorsare „ușoară" (autoamorsare); *b* — amorsare „grea" (cu excitație din exterior).

Să considerăm, pentru exemplificare, cazul în care modulul amplificării scade cu creșterea amplitudinii semnalului, așa cum se arată în figura 2.11, *a*. O astfel de situație apare de pildă dacă folosim tranzistoare bipolare polarizate în regiunea activă normală. La semnal relativ mic, cît timp nu părăsim regiunea activă normală, amplificarea rămîne aproximativ egală cu cea de semnal mic, $A(0)$*. La amplitudini mai mari ale semnalului se va pătrunde, după caz, în tăiere sau în saturație și amplificarea pe fundamentală va scădea.

Amplitudinea de oscilație în regim permanent, U_{osc}, se determină grafic de pe figura 2.11, *a*, folosind relația (2.42). Se intuiește faptul că *oscilațiile se autoamorsează*, deoarece modulul amplificării de semnal mic este mai mare decît cel necesar pentru susținerea oscilațiilor.

Dacă apare o perturbație a amplitudinii de oscilație, atunci amplitudinea revine la valoarea U_{osc} după dispariția perturbației. Presupunînd de pildă că perturbația a dus temporar la o amplitudine mai mare ca U_{osc}, modulul amplificării a devenit mai mic, semnalul nu se mai reproduce pe bucla de reacție și amplitudinea tinde să scadă, revenind astfel la U_{osc}. Această *stabilitate dinamică* a oscilațiilor este ilustrată de săgețile de pe figură, săgețile care converg în punctul de funcționare M, indicînd tendința de revenire în acest punct.

O nouă situație [18], [21] este indicată în figura 2.11, *b*. O astfel de variație a amplificării cu semnalul ar putea apărea în cazul unui amplificator cu TEC polarizat cu o tensiune poartă-sursă constantă. Forma caracteristicii de transfer (fig. 2.8) este de așa natură încît cu creșterea amplitudinii semnalului crește componenta medie a curentului de drenă, crește panta medie pentru fundamentala curentului și ca urmare crește amplificarea. La amplitudini mai mari, amplificarea va scădea deoarece se deschide joncțiunea poartă-canal.

Pentru situația din figura 2.11, *b* există două puncte de intersecție, M_1 și M_2, care corespund unor regimuri de oscilație permanentă. De fapt numai punctul M_2 corespunde unor *oscilații stabile*. Săgețile de pe curbă arată evoluția sistemului atunci cînd amplificarea este mai mare sau mai mică decît cea cerută de relația (2.42). Punctul M_1 nu este stabil: oscilațiile se sting (dacă U a scăzut accidental) sau cresc în amplitudine ajungînd la amplitudinea U_{osc} (abscisa lui M_2).

În cazul din figura 2.11, *b* autoamorsarea nu este posibilă deoarece amplificarea de semnal mic ($U \to 0$) are o valoare prea redusă pentru a compensa

* Precizăm faptul că tranzistorul are *caracteristici* $i_C \simeq \beta_N i_B$ *liniare* în regiunea activă normală, deci este *controlat prin curentul de bază*. Amplificarea rămîne aproximativ egală cu $A(0)$ dacă tranzistorul este excitat cu un *curent* sinusoidal.

atenuarea introdusă de rețeaua de reacție. Oscilațiile pot porni prin *excitare externă*, cu un semnal de o frecvență apropiată de cea proprie a oscilatorului și o amplitudine cel puțin egală, cu abscisa punctului M_1.

Atunci cînd este satisfăcută condiția de autoamorsare, oscilațiile pornesc „de la sine", prin amplificarea „zgomotului" existent în circuit. În practică, amorsarea are loc odată cu regimul electric tranzitoriu legat de conectarea circuitului la sursa de alimentare. Selectivitatea rețelei de reacție este esențială: ea face ca circuitul să prefere o *anumită* frecvență.

În metoda cvasiliniară, calculele se fac pe un circuit de curent alternativ în care anumite mărimi depind de *amplitudinea oscilației*, U, care va interveni ulterior în calcule ca un *parametru*.

Studiul regimului tranzitoriu înseamnă rezolvarea ecuațiilor diferențiale ale circuitului. Ecuațiile sînt liniarizate prin tehnica enunțată mai sus și care va fi ilustrată ulterior pentru tranzistoarele bipolare și pentru TEC. De fapt, prin eliminarea variabilelor se poate ajunge la o unică *ecuație diferențială a circuitului*, care are drept funcție necunoscută una din mărimile electrice, spre exemplu semnalul de ieșire, fie el o tensiune $u(t)$. Această ecuație diferențială este ordinară, liniară, cu coeficienți constanți, și are drept soluție generală o combinație liniară a soluțiilor particulare de tipul $\exp p_k t$, unde p_k sînt soluțiile ecuației caracteristice. Aceste soluții sînt de regulă numere complexe și se pot scrie

$$p_k \to p = \alpha + j\omega, \tag{2.43}$$

Pentru ilustrare, să considerăm cazul, foarte frecvent, în care ecuația caracteristică este de gradul al doilea și are rădăcini complexe. Desigur, ele vor fi complex-conjugate și se pot nota prin:

$$p_{1,2} = \alpha \pm j\omega. \tag{2.44}$$

Fie A și B două constante, care urmează a fi determinate ulterior. Soluția generală a ecuației diferențiale este

$$\begin{aligned} u(t) &= A \exp(p_1 t) + B \exp(p_2 t) = \\ &= A \exp(\alpha + j\omega)t + B \exp(\alpha - j\omega)t = \\ &= \exp \alpha t\,[A \exp j\omega t + B \exp(-j\omega t)], \end{aligned} \tag{2.45}$$

și ea poate fi pusă sub forma

$$u(t) = U' \exp \alpha t \sin(\omega t + \varphi), \tag{2.46}$$

unde U' și φ iau locul constantelor de integrare A și B, urmînd a fi precizate prin condiții inițiale. Se obține astfel, în cadrul acestei tehnici de liniarizare a circuitului (și a ecuațiilor diferențiale), o oscilație cu amplitudinea variabilă în timp.

Oscilațiile cresc în timp pentru $\alpha > 0$ și scad pentru $\alpha < 0$. Pentru $\alpha = 0$ obținem regimul permanent de oscilație.

După cum se știe din electrotehnică [21], [22], se pot scrie direct ecuațiile Kirchhoff în variabilă complexă p, fără a mai scrie ecuațiile diferențiale corespunzătoare. Mărimile „electrice" care intervin în aceste ecuații sînt de fapt transformatele Laplace ale funcțiilor instantanee corespunzătoare. Cazul particular al regimului permanent sinusoidal se reobține de aici pentru $\alpha = 0$ $(p = j\omega)$.

Din aceste ecuații Kirchhoff ale circuitului se obține condiția de oscilație care are *forma cea mai generală* [7], [12]

$$F(\text{circuit}, p; U) = 0. \tag{2.47}$$

Să considerăm de pildă cazul unui oscilator descris de relația Barkhausen, unde amplificarea depinde de nivelul semnalului, în timp ce funcția de transfer a rețelei de reacție (reactivă) depinde de p.
Avem

$$A(U)\,\beta(p) = 1, \quad \text{sau} \quad A(U)\,\beta(p) - 1 = 0, \tag{2.48}$$

adică o relație de forma (2.47).

Condiția (2.47) este de fapt identică cu ecuația caracteristică a circuitului oscilant.

Înlocuind $p = \alpha + j\omega$ în (2.47) obținem *două condiții reale:*

$$\mathcal{R}e\, F = f_R\ (\text{circuit}, \alpha, \omega; U) = 0 \tag{2.49}$$

$$\mathcal{I}m\, F = f_I\ (\text{circuit}, \alpha, \omega; U) = 0 \tag{2.50}$$

Ecuațiile (2.49) și (2.50) pot fi privite ca un sistem cu necunoscutele α și ω, din care rezultă *în principiu* [12]

$$\alpha = \alpha\ (\text{circuit}; U) \tag{2.51}$$

$$\omega = \omega\ (\text{circuit}; U) \tag{2.52}$$

Pentru *autoamorsarea oscilațiilor* este necesar ca (figura 2.12, *a*)

$$\alpha = \alpha\ (\text{circuit}; 0) > 0 \tag{2.53}$$

(s-a pus $U = 0$, ceea ce corespunde funcționării la semnale mici).

În regim permanent de oscilație (fig. 2.12, *b*) avem $\alpha = 0$ și (prin definiție) $U = U_{osc}$. *Amplitudinea de oscilație* se va determina din relația

$$\alpha\ (\text{circuit}; U_{osc}) = 0 \tag{2.54}$$

Frecvența de oscilație în regim permanent, ω_{osc}, se determină din

$$\omega_{osc} = \omega\ (\text{circuit}; U_{osc}) \tag{2.55}$$

În sfîrșit, condiția de *stabilitate dinamică* a oscilațiilor se scrie

$$\left.\frac{\partial \alpha}{\partial U}\right|_{U=U_{osc}} < 0. \tag{2.56}$$

Definind stabilitatea dinamică ca proprietatea oscilatorului de a reveni la regimul permanent, cu aceeași amplitudine de oscilație, după ce această ampli-

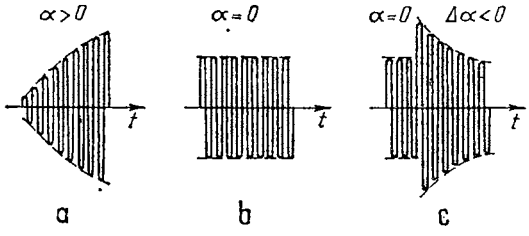


Fig. 2.12. Regimul oscilant și parametrul α:
a — amorsare; *b* — regim permanent; *c* — stabilitatea la o perturbație a amplitudinii de oscilație.

tudine a suferit o scurtă perturbație, putem justifica relația (2.56) astfel. Fie o perturbație care a provocat creșterea temporară a amplitudinii de oscilație cu ΔU, ca în figura 2.12, *c* ($U > U_{osc}$, $\Delta U = U - U_{osc} > 0$). Pentru ca oscilațiile să revină la regimul permanent, așa cum se arată în figură, este necesar ca $\alpha < 0$ (amortizare). De aici $\Delta\alpha = \alpha - 0 = \alpha < 0$, deci $\Delta\alpha/\Delta U < 0$ etc.

Exemplu. Se reia cazul oscilatorului din figura 2.4, presupunînd $A_u = A_u(U) =$ mărime reală. Funcția de transfer (2.22) se scrie

$$\beta(p) = \frac{\bar{p}}{1 + 3\bar{p} + \bar{p}^2}, \qquad \bar{p} = pRC \tag{2.57}$$

(jω se înlocuiește cu p, condensatoarele sînt inițial descărcate). Condiția Barkhausen (2.48) devine imediat

$$\bar{p}^2 + [3 - A_u(U)]\,\bar{p} + 1 = 0 \tag{2.58}$$

Așteptăm soluții de forma $p = \alpha \pm j\omega$. Mărimile α și ω se pot determina pur și simplu substituind $p = \alpha + j\omega$ în (2.58). Găsim

$$\alpha = \frac{A_u(U) - 3}{2RC} \tag{2.59}$$

$$\omega = \frac{1}{RC}\sqrt{1 - \left[\frac{A_u(U) - 3}{2}\right]^2}. \tag{2.60}$$

Avem succesiv: condiția de amorsare:

$$A_u(0) > 3; \tag{2.61}$$

condiția care determină amplitudinea de oscilație:

$$A_u(U_{osc}) = 3; \tag{2.62}$$

frecvența de oscilație

$$\omega_{osc} = \omega\,|_{U=U_{osc}} = \frac{1}{RC}; \tag{2.63}$$

și condiția de stabilitate dinamică

$$\left.\frac{\partial\alpha}{\partial U}\right|_{U=U_{osc}} < 0, \qquad \left.\frac{\partial A_u(U)}{\partial U}\right|_{U=U_{osc}} < 0. \tag{2.64}$$

Relațiile (2.61)—(2.64) sînt în concordanță atit cu calculele din paragraful precedent, cît și cu considerațiile intuitive de la începutul acestui paragraf.

După cum am văzut, problema fundamentală a teoriei cvasiliniare este aceea a introducerii amplitudinii de oscilație ca un parametru în ecuațiile de circuit, iar rezultatul esențial al acestei teorii este determinarea, chiar și aproximativă, a amplitudinii la care se limitează aceste oscilații. În cele ce urmează vom examina tehnicile de circuit prin care se realizează în mod concret limitarea amplitudinii de oscilație.

2.7. LIMITAREA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE

Limitarea se poate face prin:

a) elemente de control cu inerție termică (termistorul, baretorul);

b) rezistențe controlate electric (TEC);

c) dipoli de limitare cu diode;

d) caracteristica neliniară a tranzistorului sau, în general, a dispozitivului electronic activ.

În cazul a) *nu apar distorsiuni* (cu condiția ca frecvența oscilației să fie suficient de ridicată). Similar —în cazul b), cu condiția ca amplitudinea semnalului la bornele elementului de control să nu fie prea mare. În cazurile c) și d) funcționarea este neliniară, apar distorsiuni care au un efect mai mult sau mai puțin puternic în funcție de selectivitatea circuitului (capacitatea sa de a rejecta armonicile).

Ca exemplu de *element de control cu inerție termică* vom considera *termistorul.*

Termistorul este un rezistor a cărui rezistență are un *coeficient de temperatură negativ* și foarte *mare în valoare absolută.* În timp ce rezistența metalelor pure crește cu circa 0,4% pe grad (Celsius, Kelvin), rezistența termistorului poate scădea cu 3 pînă la 5,5% pe grad. Dependența de temperatură a rezistenței termistorului, R_T, poate fi aproximată prin:

$$R_T = R_\infty \exp\left(\frac{B}{T}\right), \qquad B \simeq \text{const.} \tag{2.65}$$

Deoarece R_∞ nu este măsurabil, se preferă o expresie de forma

$$R_T = R_{T0} \exp\left[B\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \tag{2.66}$$

(R_{T0} este R_T măsurat la $T = T_0$), sau

$$R_T = R_{T0} \exp\left(\alpha_{T0} \Delta T \frac{T_0}{T}\right), \tag{2.67}$$

unde $\Delta T = T - T_0$ (T_0 este o temperatură de referință) iar

$$T_0 = -\frac{B}{T_0^2} \tag{2.68}$$

este coeficientul de temperatură al termistorului.

Termistorul poate fi folosit pur și simplu ca *sensor de temperatură.* În acest caz trebuie să ne asigurăm că nu este parcurs de un curent electric care să provoace o încălzire apreciabilă prin efect Joule. Un astfel de termistor poate fi folosit și pentru compensare termică.

Alte termistoare, dimpotrivă, se proiectează astfel încît rezistența lor să varieze apreciabil cu mărimea curentului care le parcurge, datorită încălzirii pe care o determină acest curent. Acestea sînt termistoare *de control* (de reglaj). Termistoarele de control pot fi cu încălzire directă sau cu încălzire indirectă. În al doilea caz ele sînt, „preîncălzite" printr-o alimentare suplimentară în curent continuu: pe această cale rezistența lor scade și devine mai sensibilă la mărimea curentului variabil care le parcurge.

Caracteristici tipice pentru un termistor de control cu încălzire directă sînt reprezentate în figura 2.13 (după catalog Siemens). Rezistența termistorului depinde de puterea disipată de semnal și nu de forma acestuia: curentul prin termistor (I_T) și tensiunea la bornele termistorului (U_T) sînt măsurate în valori efective. Caracteristicile sînt valabile dacă frecvența semnalului alternativ este suficient de ridicată (de exemplu peste 20 Hz) pentru ca temperatura (și deci rezistența) termistorului să nu urmărească oscilațiile semnalului. Se observă (fig. 2.13) un efect al temperaturii mediului ambiant, T_a, efect mai puțin important la curenți mai mari prin termistor.

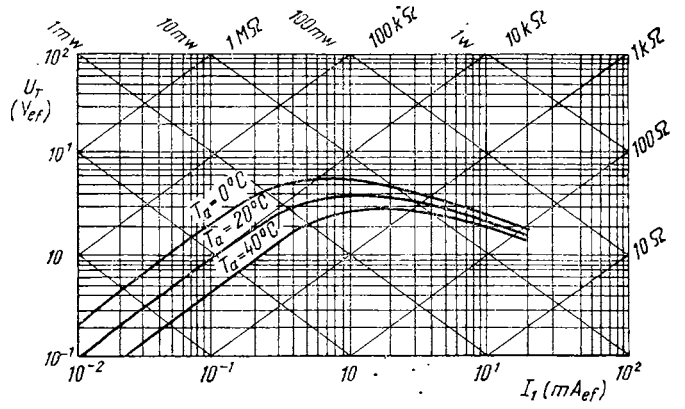


Fig. 2.13. Caracteristicile termistorului R51-4/1/20 Siemens.

Reprezentarea la scară dublu logaritmică în figura 2.13 permite trasarea a două serii de paralele, unele de rezistență constantă, altele de putere constantă. Evoluînd pe o caracteristică a termistorului în direcția curenților mai mari, se constată că puterea disipată pe acesta crește, în timp ce rezistența sa scade. Termistorul oferă o rezistență practic liniară (care nu introduce distorsiuni în circuit — cu condiția ca semnalul să varieze suficient de rapid).

Alte elemente de control cu inerție termică sînt de tip *baretor* (bec): rezistența lor crește odată cu mărirea semnalului.

Cel mai bun exemplu de rezistență *controlată electric* este TEC-ul. Figura 2.14 reprezintă caracteristicile de drenă ale tranzistorului cu efect de cîmp cu poartă joncțiune *la curenți mici*. Caracteristicile sînt practic liniare: între drenă și sursă tranzistorul se comportă ca o rezistență a cărei mărime este controlată de tensiunea *continuă* aplicată între poartă și sursă, u_G. Controlul amplitudinii se poate realiza astfel. Tensiunea oscilantă este redresată și filtrată (se poate folosi un redresor monoalternanță cu filtru capacitate, care este de fapt un detector de amplitudine) obținîndu-se o tensiune practic continuă a cărei mărime controlează rezistența TEC-ului. Rezistența acestuia poate să scadă sau să crească cu amplitudinea semnalului, în funcție de polaritatea tensiunii redresate.

Exemple de *dipoli cu diode* folosiți pentru limitarea amplitudinii tensiunii oscilante sînt date mai jos. În figura 2.15, *a* se arată două diode așezate în antiparalel și în figura 2.15, *b* caracteristica curent-tensiune a dipolului respectiv. Dacă la bornele dipolului se aplică o tensiune sinusoidală de amplitudine U, atunci prin dipol trece un curent apreciabil abia după depășirea tensiunii prag. Curentul curge sub formă de impulsuri. În context prezintă interes

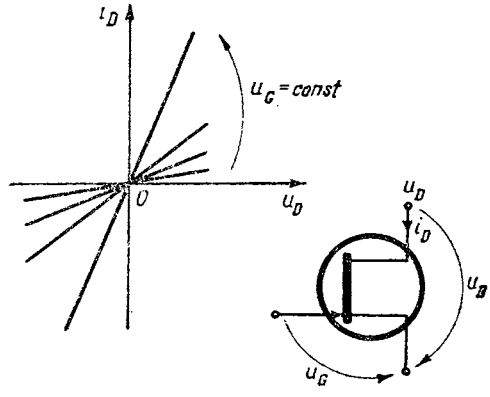


Fig. 2.14. Tranzistorul cu efect de cîmp ca rezistență controlată prin tensiunea continuă aplicată pe poartă.

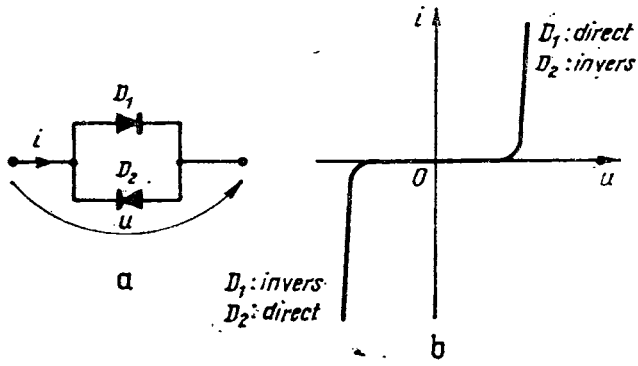


Fig. 2.15. Dipol cu diode folosit în limitarea amplitudinii de oscilație (*a*) și caracteristica sa curent-tensiune (*b*).

rezistența pe care o oferă dipolul pentru fundamentala curentului. Această rezistență scade rapid cu creșterea amplitudinii semnalului după ce amplitudinea depășește tensiunea prag a diodelor (o fracțiune de volt).

O comportare similară o are dipolul format din două diode Zener în serie și în opoziție, arătat în figura 2.16, *a*. Aici deschiderea dipolului are loc abia după depășirea tensiunii U_z, dacă se neglijează tensiunea pe dioda deschisă (caracteristica din fig. 2.16, *b*). Deoarece rezistența dipolului scade brusc (fig. 2.16, *c*) amplitudinea semnalului se va limita la o valoare practic egală cu U_z. Această tensiune este mai mare decît cea din cazul precedent și poate fi aleasă după dorință. Ar fi de dorit ca cele două diode să aibă caracteristici identice pentru ca $i = i(u)$ să fie perfect simetrică: în acest caz lipsesc armonicele de ordin par ale curentului. Această situație este deosebit de favorabilă deoarece de regulă armonica a doua este cea mai mare și mai greu de filtrat.

Circuitul *în punte* din figura 2.17, *a* permite obținerea unei caracteristici simetrice (fig. 2.17, *b*). Neglijînd tensiunea pe diodele deschise, dipolul se

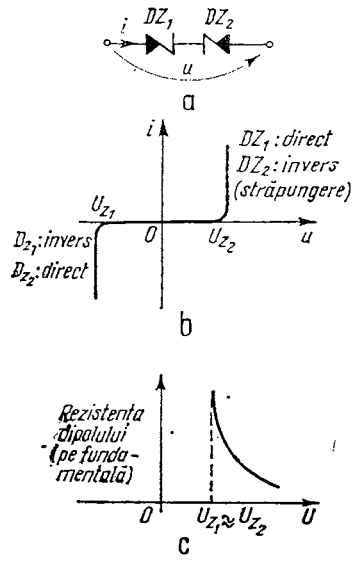


Fig. 2.16. Alt dipol de limitare (*a*), caracteristica curent-tensiune (*b*) și variația rezistenței acestuia cu amplitudinea semnalului (*c*).

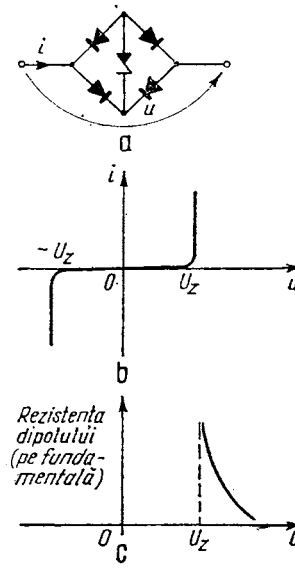


Fig. 2.17. Punte de diode pentru limitarea amplitudinii de oscilație (*a*), caracteristica curent-tensiune (*b*) și variația rezistenței cu amplitudinea semnalului (*c*).

deschide pentru o amplitudine de semnal ce depășește tensiunea de străpungere a diodei Zener (U_z). Rezistența de intrare în punte (calculată pentru fundamentala curentului) variază cu amplitudinea semnalului aplicat ca în figura 2.17, *c* [6].

În toate cazurile prezentate pînă aici dipolul a cărui rezistență variază cu nivelul semnalului se poate introduce într-o rețea de reacție suplimentară care controlează amplificarea amplificatorului din schema generală de oscilator din figura 2.2. Ca urmare, amplificarea variază cu amplitudinea oscilației din circuit.

O altă posibilitate este ca limitarea amplitudinii de oscilație să se facă chiar pe seama *neliniarității elementului amplificator*. Să considerăm spre exemplu în figura 2.18 caracteristica dinamică a unui tranzistor bipolar în planul caracteristicilor statice de ieșire (conexiunea EC). Se presupune că sarcina tranzistorului are o comportare rezistivă, R_s, cel puțin la frecvența de lucru, și ca urmare curentul variază în antifază cu tensiunea. Dacă curentul de intrare este sinusoidal atunci, atît timp cît nu părăsim regiunea activă normală, curentul de colector și tensiunea de colector au o variație tot sinusoidală. O limitare a oscilației tinde să apară atunci cînd amplificarea scade datorită intrării în tăiere sau în saturație.

Intrarea în saturație limitează amplitudinea tensiunii de colector la valoarea

$$U_1 = U_{CE} - U_{CE_{sat}}. \tag{2.69}$$

Intrarea în tăiere limitează amplitudinea curentului de colector la o valoare egală cu I_{C0}. Acesteia îi corespunde următoarea amplitudine a tensiunii de colector

$$U_2 = R_s I_{C0}. \tag{2.70}$$

Această limitare este însă efectivă numai dacă nu cumva nu s-a intrat în saturație la amplitudini mai mici ale tensiunii de colector. Se înțelege ușor că limitarea amplitudinii în colector are loc la cea mai mică dintre valorile U_1 și U_2.

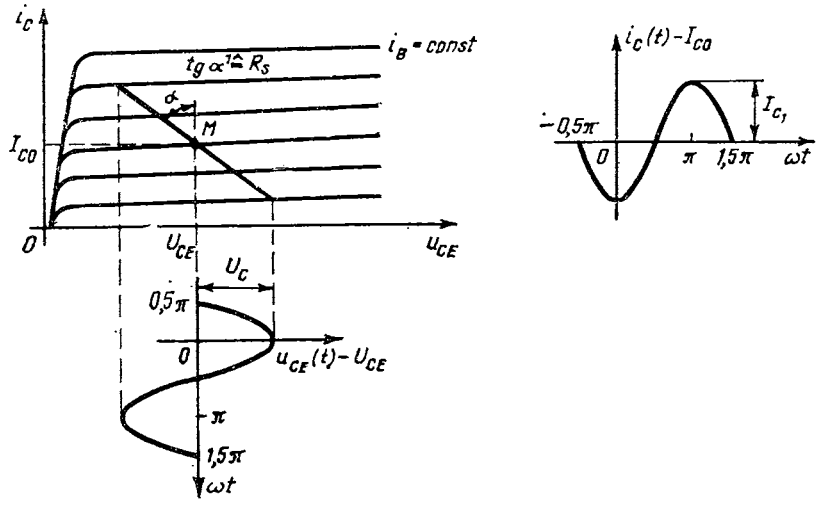


Fig. 2.18. Caracteristica dinamică liniară a unui tranzistor bipolar care funcționează pe o sarcină rezistivă, în regiunea activă normală.

Pentru ca limitarea în tăiere sau în saturație să nu distorsioneze puternic semnalul, este necesar să se lucreze în imediata vecinătate a limitei de amorsare, adică amplificarea de semnal mic să fie numai cu puțin mai mare decît cea necesară pentru susținerea oscilațiilor. O situație oarecum diferită apare în cazul oscilatoarelor LC și va fi discutată la momentul potrivit. Tot acolo se vor prezenta și calcule care vor permite evaluarea amplitudinii de oscilație atunci cînd tranzistorul bipolar sau cel cu efect de cîmp intră adînc în tăiere.

2.8. OSCILATOR CU AMPLIFICATOR DE TENSIUNE ȘI REȚEA WIEN

(oscilator cu punte Wien)

2.8.1. SCHEMA GENERALĂ

Figura 2.19 reprezintă un oscilator cu amplificator ideal de tensiune și rețea Wien. Funcția de transfer în tensiune a rețelei Wien lucrînd în gol (impedanța de intrare a amplificatorului este infinită) are expresia:

$$\underline{F}_W(j\omega) = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\left(\omega R_1 C_2 - \frac{1}{\omega R_2 C_1}\right)}. \tag{2.71}$$

Condiția Barkhausen se scrie

$$\underline{A}_u \underline{F}_W(j\omega) = 1 \tag{2.72}$$

și admițînd $\underline{A}_u = \text{real}$, rezultă

$$\underline{F}_W(j\omega_{osc}) = \text{real} \tag{2.73}$$

deci

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}} \tag{2.74}$$

iar amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor este

$$A_u = \frac{1}{\underline{F}_W(j\omega_{osc})} = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}. \tag{2.75}$$

Adesea acest tip de oscilator se folosește în generatoare de audiofrecvență cu frecvența variabilă în limite largi. O discuție identică cu cea de la sfîrșitul § 2.5 ne convinge că R_1/R_2 și C_1/C_2 trebuie menținute constante atunci cînd se reglează frecvența (se evită variația amplitudinii atunci cînd frecvența variază). Se preferă să se aleagă

$$R_1 = R_2 = R, \quad C_1 = C_2 = C \tag{2.76}$$

astfel încît

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC} \tag{2.77}$$

și amplificarea în tensiune (2.75) trebuie să fie egală cu 3.

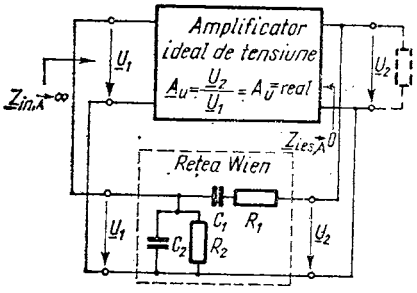


Fig. 2.19. Oscilator cu amplificator ideal de tensiune și rețea Wien.

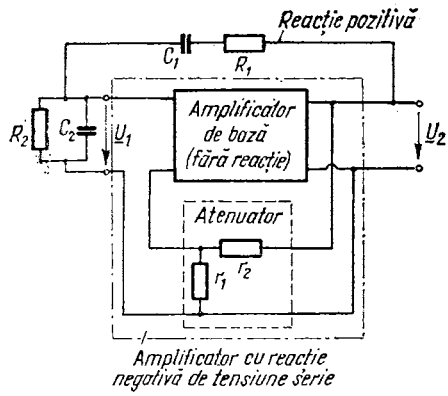


Fig. 2.20. Oscilator cu două bucle de reacție.

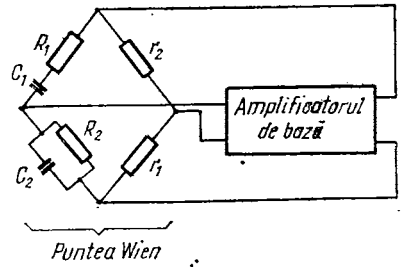


Fig. 2.21. Oscilator cu punte Wien.

Amplificatorul de tensiune trebuie să satisfacă deci următoarele condiții:
— amplificare pozitivă, egală cu 3 pentru rețeaua cu elemente egale;
— impedanță de intrare practic infinită;
— impedanță de ieșire neglijabilă.

Se poate folosi un amplificator cu *reacție negativă de tensiune serie,* reacție care stabilizează amplificarea și o face ușor controlabilă, crește impedanța de intare și o reduce pe cea de ieșire.

Figura 2.20 reprezintă un oscilator cu *două bucle de reacție: o reacție pozitivă selectivă* (dependentă de frecvență) prin rețeaua Wien și o *reacție negativă neselectivă* prin atenuatorul (divizorul) format din rezistențele r_1 și r_2.

Dacă amplificarea în tensiune (pozitivă) a amplificatorului de bază este suficient de mare, atunci amplificarea cu reacție negativă este

$$\underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} \approx \frac{r_1 + r_2}{r_1} = 1 + \frac{r_2}{r_1} = A_U. \tag{2.78}$$

In cazul $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$, $A_U = 3$ trebuie să luăm $r_2 = 2r_1$.

Cele două bucle de reacție din figura 2.20 formează o *punte Wien,* așa cum devine clar prin redesenarea schemei ca în fig. 2.21. Intrarea amplificatorului este conectată în diagonala orizontală a punții iar ieșirea amplificatorului — în diagonala verticală. Deoarece amplificarea în tensiune a amplificatorului de bază este foarte mare, rezultă că diferența de potențial între nodurile diagonalei orizontale este practic nulă. Ca urmare, *puntea Wien se află foarte aproape de echilibru.*

2.8.2. REGLAJUL ȘI STABILITATEA FRECVENȚEI ÎN CAZUL AMPLIFICATORULUI NEIDEAL

Frecvența de oscilație depinde exclusiv de rețeaua de reacție numai în cazul în care amplificatorul de tensiune este ideal. Să presupunem acum că acest amplificator este unidirecțional dar are impedanță de intrare, respectiv, de ieșire, finită. Se folosesc notațiile $\underline{Z}_{in,A}$, $\underline{Z}_{ieș,A}$ și $\underline{A}_{U\infty}$ (amplificare în gol)

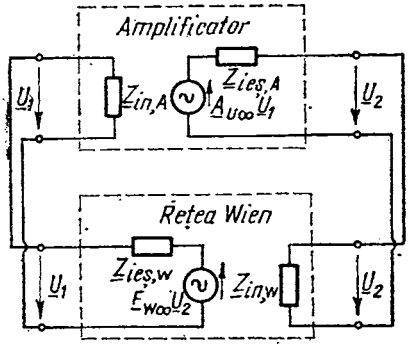


Fig. 2.22. Efectul impedanțelor finite ale amplificatorului în oscilatorul cu rețea Wien.

din figura 2.22. Rețeaua Wien este și ea descrisă de o impedanță de intrare ($\underline{Z}_{in,W}$), o impedanță de ieșire ($\underline{Z}_{ieș,W}$) și funcția de transfer în gol $\underline{F}_{W\infty}$, identică de fapt cu $\underline{F}_W$ dată de relația (2.71). Se neglijează transferul invers al semnalului în rețeaua Wien. Avem succesiv

$$\underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{\underline{A}_{U\infty}\underline{Z}_{in,W}}{\underline{Z}_{in,W} + \underline{Z}_{ieș,A}} \tag{2.79}$$

$$\underline{F}_W = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} = \frac{\underline{F}_{W\infty}\underline{Z}_{in,A}}{\underline{Z}_{in,A} + \underline{Z}_{ieș,W}} \tag{2.80}$$

și condiția Barkhauseń devine

$$\underline{A}_U\underline{F}_W = \underline{A}_{U\infty}\underline{F}_{W\infty}\,\frac{\underline{Z}_{in,W}}{\underline{Z}_{in,W}+\underline{Z}_{ieș,A}}\cdot\frac{\underline{Z}_{in,A}}{\underline{Z}_{in,A}+\underline{Z}_{ieș,A}} = 1. \tag{2.81}$$

Presupunem pentru simplitate

$$\underline{A}_{U\infty} = A_{U\infty} = \text{real}, \quad \underline{Z}_{in,A} = R_{in}, \quad \underline{Z}_{ieș,A} = R_{ieș} \tag{2.82}$$

și admitem că $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$. Avem

$$\underline{F}_{W\infty} = \frac{1}{3 + \mathrm{j}\left(\bar{\omega} - \frac{1}{\bar{\omega}}\right)} = \underline{F}_{W\infty}(\mathrm{j}\bar{\omega}) \tag{2.83}$$

$$\underline{Z}_{in,W} = \frac{R}{(1+\mathrm{j}\omega)\,\underline{F}_{W\infty}(\mathrm{j}\bar{\omega})} \tag{2.84}$$

$$Z_{ieș,W} = R\left(\frac{1+j\bar{\omega}}{j\bar{\omega}}\right)\underline{F}_{W\infty}(j\bar{\omega}) \tag{2.85}$$

unde

$$\bar{\omega} = \omega RC = \frac{\omega}{\omega_0}, \qquad \omega_0 = \frac{1}{RC} \tag{2.86}$$

este frecvența (unghiulară) normată la frecvența caracteristică a rețelei, ω_0.

Condiția de oscilație (2.81) va determina o frecvență de oscilație, care depinde de amplificator (prin $A_{U\infty}$, R_{in}, $R_{ieș}$). *Stabilitatea* acestei frecvențe va fi mult mai dificil de asigurat decît în cazul ideal de mai sus (a se vedea relația (2.77)).

Concomitent, amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor nu va mai fi independentă de elementele rețelei de reacție (nu mai avem $A_{U\infty} = A_U = 3$ ca mai sus). Reglajul frecvenței prin intermediul rezistoarelor și condensatoarelor din rețeaua de reacție va determina o variație a amplificării și ca urmare va varia și amplitudinea de oscilație.

Asigurarea independenței relative a rețelei de reacție (care trebuie să determine în exclusivitate frecvența de oscilație) de amplificator (care determină amplitudinea de oscilație) se poate face impunînd condițiile (a se vedea relațiile (2.79) — (2.81))

$$R_{ieș} \ll |\,\mathcal{R}e\,\underline{Z}_{in,W}\,| \tag{2.87}$$

$$R_{in} \gg |\,\mathcal{R}e\,\underline{Z}_{ieș,W}\,|, \qquad |\,\mathcal{I}m\,\underline{Z}_{ieș,W}\,| \tag{2.88}$$

la frecvența de oscilație, f_{osc}, care devine în acest caz

$$f_{osc} = \omega_{osc}/2\pi = 1/2\pi RC \quad (\bar{\omega} = 1). \tag{2.89}$$

Găsim imediat

$$\underline{Z}_{in,\,w}\big|_{\bar{\omega}=1} = \frac{3R}{2}(1 - \mathrm{j}), \tag{2.90}$$

$$\underline{Z}_{ieș,\,w}\big|_{\bar{\omega}=1} = \frac{R}{3}(1 - \mathrm{j}), \tag{2.91}$$

iar condițiile (2.87) și (2.88) impun, respectiv,

$$R_{ieș} \ll 3R/2, \tag{2.92}$$

$$R_{in} \gg R/3, \tag{2.93}$$

și se poate alege pentru R valoarea optimă

$$R = \sqrt{2R_{in}R_{ieș}}. \tag{2.94}$$

Reglarea frecvenței într-o bandă largă presupune modificarea lui R și C. Modificarea se face în trepte sau continuu. Pentru a putea satisface mai ușor condițiile de mai sus se poate folosi o rezistență variabilă (potențiometru bobinat), comutînd condensatoare de capacitate diferită pentru diferite game de frecvențe.

Pentru situația în care amplificatorul de tensiune nu este ideal, sînt utile diagramele din figurile 2.23 și 2.24, care permit caracterizarea rețelei Wien la o frecvență diferită de frecvența caracteristică, a rețelei, $\omega_0 = 1/RC$.

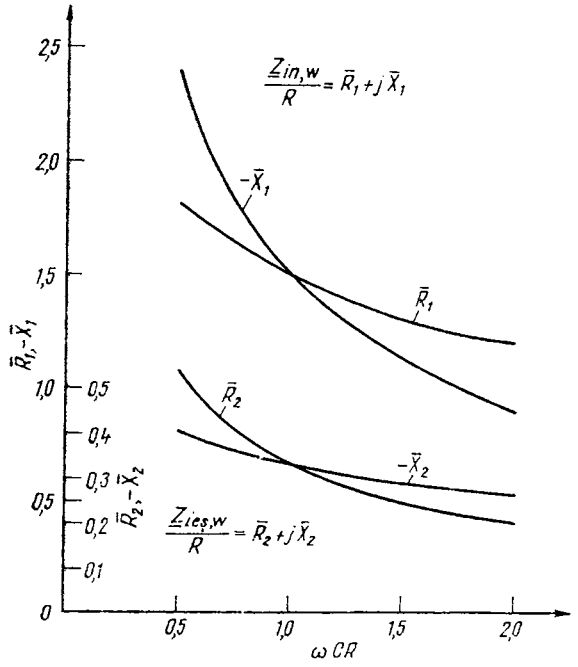


Fig. 2.23. Partea reală și partea imaginară a impedanței de intrare, respectiv de ieșire, pentru rețeaua Wien, cu elemente egale, în funcție de frecvența normată.

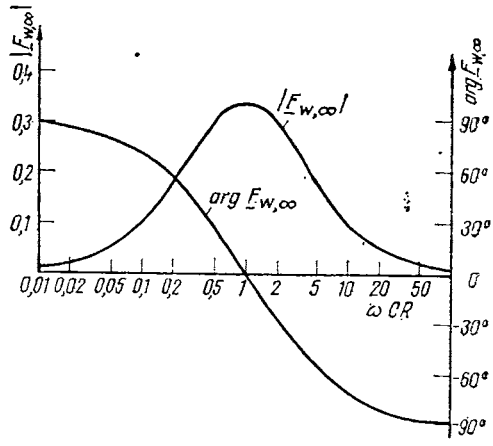


Fig. 2.24. Modulul și argumentul funcției de transfer în tensiune, cu ieșirea în gol, $F_{W\infty}$, pentru rețeaua Wien, cu elemente egale, în funcție de frecvența normată la frecvența caracteristică a rețelei, $\omega_0 = 1/RC$.

2.8.3. OSCILATOARE CU PUNTE WIEN ȘI TRANZISTOARE BIPOLARE

Schema din figura 2.25 folosește un amplificator cu două etaje de amplificare în tensiune (cu T_1, respectiv T_2) și cu un etaj de ieșire tip repetor pe emitor (cu T_3). Tranzistorul T_4 joacă un rol auxiliar, de generator de curent pentru polarizarea lui T_3. Amplificatorul are o *reacție negativă de tensiune serie* prin divizorul cu r_1 și r_2, astfel încît amplificarea are expresia (2.78). Reacția reduce și controlează amplificarea în tensiune, mărește impedanța de intrare și micșorează impedanța de ieșire.

Această reacție negativă este sensibilă la amplitudinea oscilației din circuit deoarece r_2 este un termistor R_T. Scăderea rezistenței termistorului cu creșterea amplitudinii semnalului din circuit determină reducerea amplificării în tensiune (2.78). În felul acesta se asigură *limitarea amplitudinii de oscilație*, U_{osc}. Regula divizorului aplicată punții Wien la echilibru (fig. 2.21) ne dă ($A_U = 3$),

$$\frac{\sqrt{2}U_T}{U_{osc}} = \frac{R_T}{r_1 + R_T} = \frac{r_2}{r_1 + r_2} = \frac{2}{3}, \qquad U_T = \frac{\sqrt{2}U_{osc}}{3} \tag{2.95}$$

(unde U_T este valoare efectivă). Se alege termistorul precum și rezistența r_1, avînd în vedere funcționarea corectă a amplificatorului. Un aspect esențial este comanda termistorului cu un curent alternativ potrivit (care determină rezistența R_T, § 2.7) debitat de repetorul pe emitor.

2.8.4. OSCILATOARE CU PUNTE WIEN ȘI CU TRANZISTOR CU EFECT DE CÎMP

Figura 2.26 reprezintă un oscilator în care primul etaj este realizat cu TEC și oferă o impedanță de intrare foarte mare. Ca urmare, condiția (2.93) se îndeplinește mai ușor și există o plajă mai largă în care se poate alege R. Reglajul frecvenței se poate face astfel: în bandă cu un dublu condensator variabil (50—500 pF) și de la o bandă la alta prin comutarea rezistențelor R.

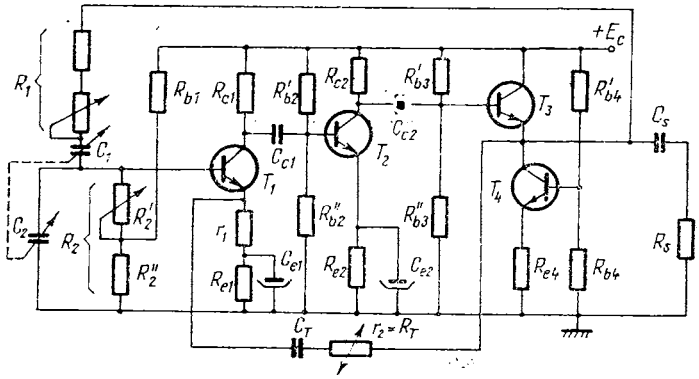


Fig. 2.25. Oscilator cu amplificator de tensiune cu tranzistoare bipolare și cu rețea Wien. Limitarea amplitudinii de oscilație se face cu termistorul R_T.

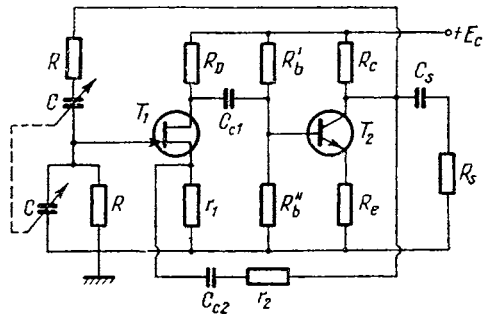


Fig. 2.26. Oscilator cu punte Wie
zistor cu efect de cîmp.

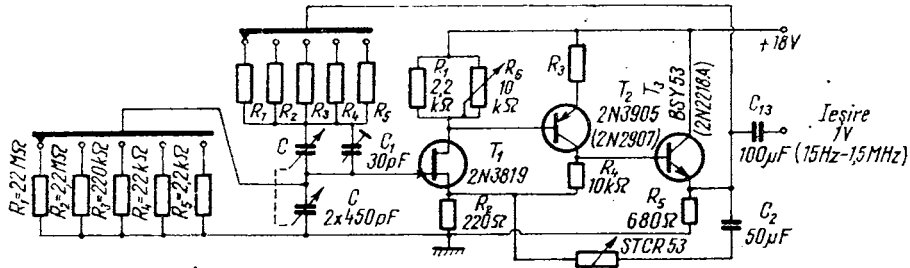


Fig. 2.27. Schemă practică de generator cu punte Wien.

Pentru limitarea amplitudinii oscilației se poate folosi fie un termistor (în locul lui r_2) fie un baretor (în locul lui r_1).

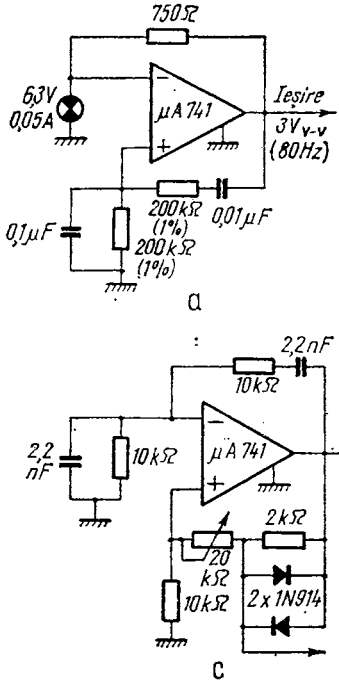
În figura 2.27 se reprezintă [1] o schemă practică de generator cu punte Wien stabilizat cu termistor (STC R 53, Mullard). Frecvența este acordabilă cu condensator variabil dublu (2 ×450 pF), în următoarele game: 15—150 Hz; 150—1 500 Hz; 1,5—15 kHz, 15—150 kHz, 0,15—1,5 MHz (comutate prin rezistențele R_1 ... R_5). Cu ajutorul condensatorului C_1 se compensează capacitatea parazită a montajului și a tranzistorului cu efect de cîmp. Se obține un semnal cu o valoare efectivă de 1 V, cu distorsiuni sub 0,1%. Reglajul polarizării și distorsiunilor minime se face cu potențiometrul R_6.

2.8.5. OSCILATOARE CU PUNTE WIEN ȘI AMPLIFICATOARE OPERAȚIONALE

Schema de principiu se obține folosind un amplificator operațional în locul amplificatorului de bază din figura 2.21: reacția pozitivă este introdusă pe intrarea neinversoare, cea negativă — pe intrarea inversoare.

Figura 2.28, *a* arată o schemă care folosește un bec cu incandescență în locul rezistenței r_1 (rezistența becului crește cu amplitudinea semnalului, intensificînd reacția negativă și reducînd amplificarea).

Figura 2.28, *b* arată o schemă în care rolul rezistenței r_1 este jucat de un TEC controlat prin tensiunea continuă obținută prin redresarea oscilației de la ieșire. Funcționarea circuitului de redresare se înțelege pe baza considerentelor din capitolul 3. Condiția $f_{osc}R_3C_3 \gg 1$ asigură o filtrare (netezire) a tensiunii redresate [3].



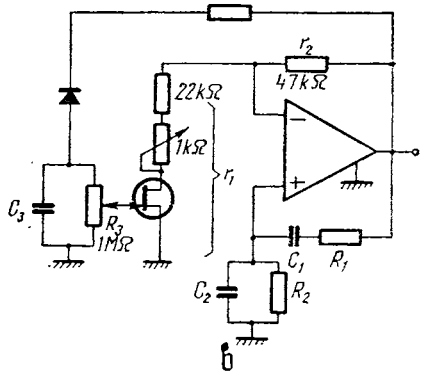


Fig. 2.28. Oscilatoare cu punte Wien cu amplificatoare operaționale:

a — schemă cu baretor (oscilație de 80 Hz, 3 V vîrf la vîrf); *b* — schemă cu limitare prin rezistența unui TEC; *c* — schemă de limitare cu diode (frecvență de circa 7 kHz, semnal de 10 V amplitudine la ieșirea amplificatorului operațional).

Limitarea amplitudinii de oscilație se poate realiza și cu diode, de pildă așa cum se arată în figura 2.28, *c*. Amplitudinea semnalului la ieșire (10 V) este mult mai mare decît cea la bornele dipolului cu diode. Distorsiunile sînt relativ ridicate (coeficient 1%). Un semnal mai puțin distorsionat poate fi cules din celelalte borne ale montajului: sarcina trebuie cuplată însă printr-un etaj separator (transformator de impedanță) [1].

2.9. OSCILATOARE CU AMPLIFICATOR DE CURENT ȘI REȚEA WIEN MODIFICATĂ

Schema generală este indicată în figura 2.29. Ca și în paragraful precedent, sarcina nu este reprezentată: ea va fi cuplată convenabil (în funcție de mărimea semnalului și nivelul de impedanță) — nu este necesar să fie înglobată pe bucla de ieșire pentru a respecta topologia schemei.

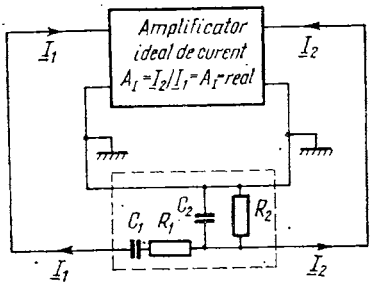


Fig. 2.29. Oscilator cu amplificator de curent și rețea Wien modificată.

Funcția de transfer în curent a buclei de reacție pozitivă este

$$\underline{\beta}_I = \frac{\underline{I}_1}{\underline{I}_2} = -\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \qquad (2.96)$$

și condiția Barkhausen se scrie:

$$\underline{A}_I \underline{\beta}_I = 1, \quad \frac{\underline{A}_I Z_2}{Z_1 + Z_2} + 1 = 0 \qquad (2.97)$$

unde

$$\underline{Z}_1 = R_1 + \frac{1}{j\omega C_1}, \quad \underline{Z}_2 = \frac{R_2}{1 + j\omega C_2 R_2}. \tag{2.98}$$

Condiția (2.97) devine

$$(\underline{A}_I + 1)\, j\omega C_1 R_2 + (1 + j\omega C_2 R_2)\,(1 + j\omega C_1 R_1) = 0 \tag{2.99}$$

și, presupunînd $\underline{A}_I = A_I = \text{real}$, din egalarea cu zero a părții reale a membrului întîi, rezultă:

$$f_{osc} = \frac{\omega_{osc}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}. \tag{2.99}$$

Egalînd cu zero partea imaginară rezultă:

$$A_I = -\left(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}\right). \tag{2.100}$$

Considerînd și aici cazul particular $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$, găsim

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC}, \quad A_I = -3. \tag{2.101}$$

Tot în acest caz particular, impedanța de intrare a rețelei de reacție este

$$\underline{Z}_{in,\beta} = R\frac{1 + j\bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}^2 + 3\, j\bar{\omega}}, \quad \bar{\omega} = \omega CR. \tag{2.102}$$

La frecvența $\omega_{osc} = 1/CR$ ($\bar{\omega} = 1$) aceasta are expresia

$$\underline{Z}_{in,\beta}\Big|_{\bar{\omega}=1} = \frac{R}{3}(1 - j) \tag{2.103}$$

și rezistența de ieșire a amplificatorului trebuie să satisfacă condiția

$$R_{ieș} \gg \frac{R}{3}. \tag{2.104}$$

Admitanța de ieșire a rețelei de reacție este

$$Y_{ieș,\beta} = \frac{1}{R}\,\frac{j\bar{\omega}(1 + j\bar{\omega})}{1 - \bar{\omega}^2 + 3j\bar{\omega}} \tag{2.105}$$

$$Y_{ieș,\beta}\Big|_{\bar{\omega}=1} = \frac{1}{3R}(1 + j) \tag{2.106}$$

și impunem

$$R_{in} \ll 3R. \tag{2.107}$$

Condițiile (2.104) și (2.107) specifică de fapt funcționarea cu amplificator ideal de curent.

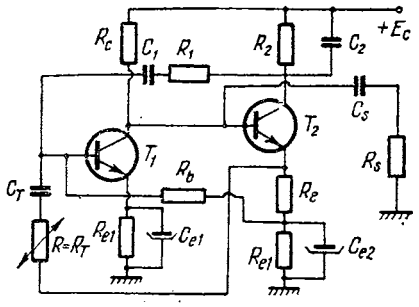


Fig. 2.30. Oscilator cu tranzistoare bipolare și rețea Wien modificată.

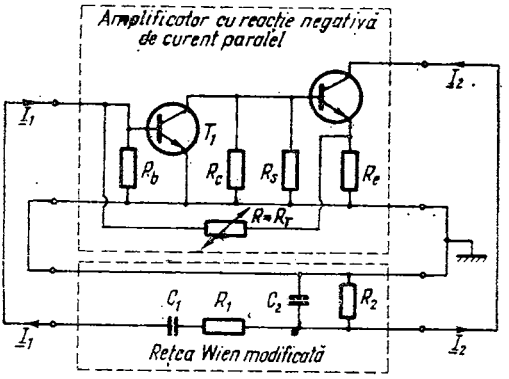


Fig. 2.31. Schema de curent alternativ pentru oscilatorul din figura 2.30.

Schemele cu tranzistoare bipolare se pretează la realizarea amplificatorului de curent *. În figura 2.30 se folosește o *reacție negativă de curent paralel* pentru micșorarea impedanței de intrare și mărirea impedanței de ieșire: schema de curent alternativ este reprezentată în figura 2.31 și se reduce la cea din figura 2.29. Amplificarea de curent este

$$A_I = \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} = -\left(1 + \frac{R}{R_e}\right) \tag{2.108}$$

și limitarea amplitudinii poate fi asigurată înlocuind pe R cu un termistor sau R_e cu un baretor (bec cu incandescență). Se remarcă și reacția negativă în curent continuu (prin alimentarea bazei lui T_1 din emitorul T_2) care asigură o stabilizare suplimentară a punctului static de funcționare.

Impedanța de sarcină este conectată în colectorul lui T_1 pentru a nu afecta circuitul de reacție pozitivă și a modifica pe această cale frecvența de oscilație.

2.10. OSCILATOARE CU REȚEA DUBLU T ȘI AMPLIFICATOR DE TENSIUNE

Rețeaua dublu T este un circuit cu o selectivitate mai bună decît rețeaua Wien. Un caz particular apare în figura 2.32. Se presupune că rețeaua este comandată în tensiune și lucrează în gol. Funcția de transfer este

$$\underline{F}_T = \frac{\underline{U}_{2T}}{\underline{U}_{1T}} = \frac{2k - \bar{\omega}^2 + j\left(2k\bar{\omega} - \frac{1}{\bar{\omega}}\right)}{2 + 2k + \frac{1}{k} - \bar{\omega}^2 + j\left[\left(2 + 2k + \frac{1}{k}\right)\bar{\omega} - \frac{1}{\bar{\omega}}\right]} \tag{2.109}$$

* Amplificatorul *ideal* de curent asigură (prin definiție) o amplificare în curent independentă de circuitul exterior. Impedanța de intrare a amplificatorului este zero, iar cea de ieșire — infinită.

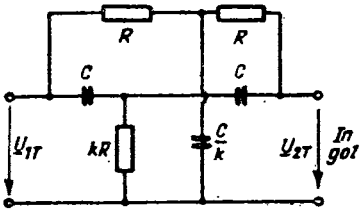


Fig. 2.32. Rețea dublu T folosită ca atenuator de tensiune.

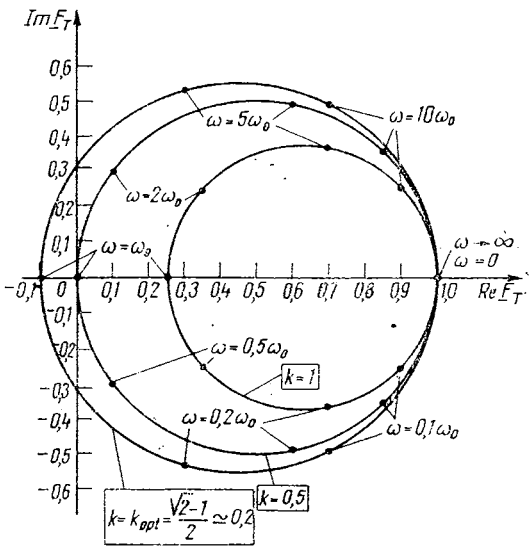


Fig. 2.33. Hodograful funcției de transfer în tensiune a rețelei dublu T din figura 2.32, lucrînd în gol, pentru cîteva valori ale parametrului *k*.

unde

$$\overline{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}; \qquad \omega_0 = \frac{1}{CR} \tag{2.110}$$

iar hodograful său, pentru anumite valori ale lui k este reprezentat în figura 2.33 [6]. Este ușor de verificat, prin simpla inspecție a circuitului, că $\underline{F}_T = 1$ atît pentru $\omega \to 0$ cît și pentru $\omega \to \infty$, indiferent de valoarea lui k. Modulul funcției de transfer are cel puțin un extremum atunci cînd a variază de la 0 la ∞. Un astfel de extremum are loc (figura 2.33) pentru $\omega = \omega_0$ ($\overline{\omega} = 1$). Se constată simetria față de $\overline{\omega} = 1$: funcția de transfer are aceleași valori pentru $\overline{\omega}$ și pentru $1/\overline{\omega}$.

La frecvența caracteristică ω_0 funcția de transfer în tensiune este reală:

$$\underline{F}_T(j\omega_0) = \frac{k(2k-1)}{2k^2+k+1} \tag{2.111}$$

fiind pozitivă pentru $k > 0{,}5$, negativă pentru $k < 0{,}5$ și zero pentru $k = 0{,}5$. În ultimul caz, la frecvența $\omega = \omega_0$ are loc o *rejecție* completă a semnalului. Cele trei cazuri sînt sintetizate în tabelul 2.1. Dacă rețeaua operează ca un

TABELUL 2.1

Utilizarea rețelei dublu T din figura 2.32

k	< 0,5	0,5	> 0,5
$\underline{F}_T(j\omega_0)$	real, negativ	zero	real, pozitiv
$\lvert \underline{F}_T(j\omega) \rvert$ are la $\omega = \omega_0$ un	maxim	minim egal cu zero	minim
Circuitul se comportă ca un	filtru trece bandă (în jurul lui ω_0)	circuit de rejecție a frecvenței ω_0	filtru oprește bandă (în jurul lui ω_0)

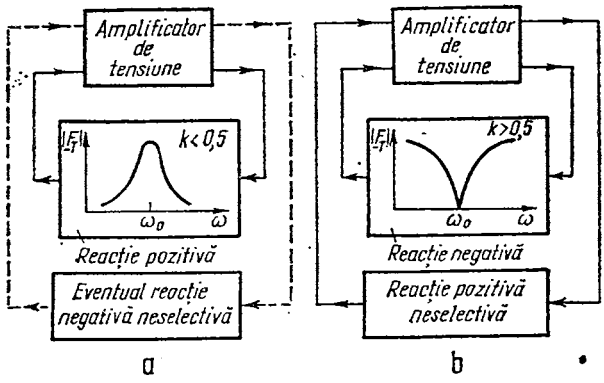


Fig. 2.34. Utilizarea rețelei dublu T din figura 2.32:
a — ca un filtru trece bandă, în bucla de reacție pozitivă a oscilatorului ($k < 0,5$); *b* — ca un filtru trece bandă în bucla de reacție negativă ($k > 0,5$).

filtru trece bandă ($k < 0,5$), atunci ea poate fi folosită în bucla de reacție pozitivă a unui oscilator, așa cum se arată în figura 2.34, *a*. Cînd rețeaua lucrează ca un filtru oprește banda ($k > 0,5$), atunci ea trebuie inclusă în bucla de reacție negativă: oscilatorul mai necesită o buclă de reacție pozitivă (neselectivă), așa cum se arată în figura 2.34, *b*.

Pentru $\omega = \omega_0$ și $k < 0,5$, F_T este un număr real, negativ. Rețeaua va fi folosită cu un *amplificator ideal de tensiune* care va trebui să aibă o amplificare negativă, al cărei modul să fie egal cu

$$|A_U| = \frac{1}{|\underline{F}_T(j\omega_0)|} = \frac{2k^2 + k + 1}{k(1 - 2k)} = \psi(k). \tag{2.112}$$

Amplificarea are un minim pentru

$$k = k_{opt} = \frac{\sqrt{2} - 1}{2} = 0,207 \simeq 0,2 \tag{2.113}$$

și anume

$$|A_U|_{min} = \psi(k_{opt}) = 5 + 4\sqrt{2} = 10,66. \tag{2.114}$$

O astfel de amplificare, împreună cu impedanța de intrare necesară funcționării corecte a rețelei de reacție, poate fi asigurată de un etaj cu TEC: schema apare în figura 2.35. Aici s-a luat $k = 0,2 \simeq k_{opt}$. Limitarea amplitudinii de oscilație se poate face pe seama neliniarității tranzistorului (rețeaua are o selectivitate relativ ridicată, reducînd efectul armonicelor). Reglajul amplificării pentru a o aduce în apropierea limitei de amorsare a oscilațiilor se poate face nedecuplînd R_s din figura 2.35 și folosind o rezistență variabilă [1]

Pentru frecvența de oscilație ridicate, rezistența R trebuie aleasă de valoare mică. Impedanța de intrare în rețea ($\omega = \omega_0$, $k = k_{opt}$) este aproximativ 0,65 R (în modul) [6]: ea trebuie însă să rămînă mult mai mare decît rezistența de ieșire a amplificatorului. Aceasta din urmă poate fi micșorată folosind un repetor pe emitor.

Figura 2.36 arată un oscilator cu amplificator operațional și reacție pozitivă prin rețea dublu T ($k < 0,5$). Bucla de reacție negativă poate fi folosită pentru limitarea amplitudinii de oscilație (r_2 poate fi un termistor).

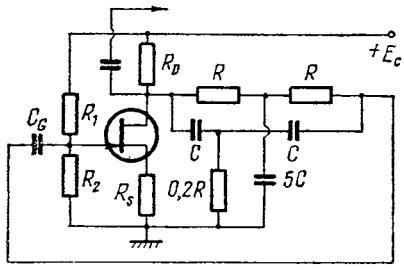


Fig. 2.35. Oscilator cu rețea dublu T și un tranzistor cu efect de cîmp.

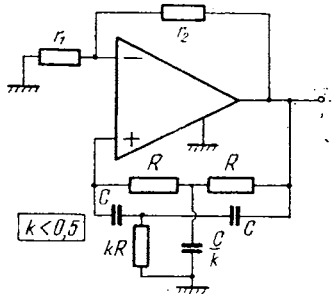


Fig. 2.36. Oscilator cu amplificator operațional și reacție pozitivă selectivă prin rețeaua dublu T ($k < 0,5$).

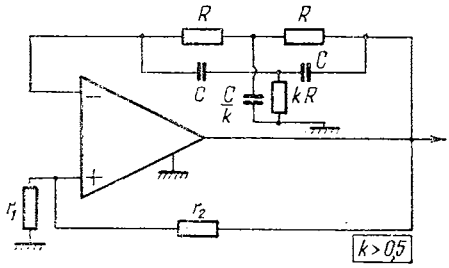


Fig. 2.37. Oscilator cu amplificator operațional și reacție negativă selectivă prin rețeaua dublu T ($k > 0,5$).

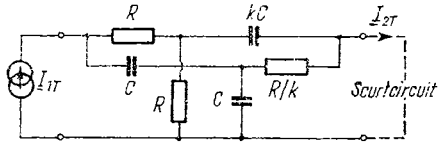


Fig. 2.38. Rețea dublu T modificată, folosită ca atenuator de curent. Dacă $k = k_{opt} = 4,824$, funcția de transfer în curent este 1,094 (supraunitară).

Se poate folosi și o rețea dublu T pentru $k > 0,5$ (tip oprește-bandă) în bucla de reacție negativă, ca în figura 2.37. Dacă limitarea amplitudinii de oscilație se face cu termistor, atunci acesta trebuie plasat în locul lui r etc.

2.11. OSCILATOARE CU REȚEA DUBLU T MODIFICATĂ ȘI AMPLIFICATOR DE CURENT

Rețeaua dublu T modificată apare în figura 2.38, iar funcția sa de transfer în curent este de forma:

$$\underline{K}(j\omega) = \frac{\underline{I}_{2T}}{\underline{I}_{1T}} = K(j\overline{\omega}; k), \qquad \overline{\omega} = \omega CR \tag{2.115}$$

$|\underline{K}(j\omega)|$ are un maxim pentru $\omega = \omega_0 = \dfrac{1}{CR}$. Acesta este o valoare reală, pozitivă:

$$\underline{K}(j\omega_0) = \frac{k(2+k)}{2+k+k^2} = \varphi(k) > 0. \tag{2.116}$$

Pentru

$$k = k_{opt} = 2(1+\sqrt{2}) = 4,824 \simeq 5, \tag{2.117}$$

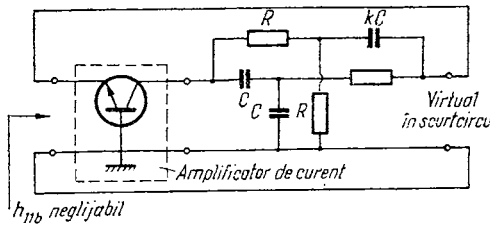


Fig. 2.39. Schema de curent alternativ a unui oscilator cu tranzistor bipolar lucrînd ca amplificator de curent și rețea dublu T modificată.

$\varphi(k)$ are valoare maximă, și anume

$$\underline{K}(j\omega_0)|_{k=k_{opt}} = \varphi(k_{opt}) = 1{,}094 > 1. \tag{2.118}$$

Se constată că în cazul de mai sus, rețeaua nu atenuează curentul ci dimpotrivă îl amplifică cu un factor ușor supraunitar. De aici apare ideea de a folosi ca amplificator un tranzistor în conexiunea BC, tranzistor care are o impedanță de intrare mică și o impedanță de ieșire mare, dar o amplificare în curent ușor subunitară. Schema de curent alternativ este reprezentată în figura 2.39. Condiția Barkhausen (amplificare în curent unitară pe bucla de reacție pozitivă) se scrie ($h_{11b} \simeq 0, h_{12b} \simeq 0,\ h_{22b} \simeq 0$)

$$|h_{21b}|\,\underline{K}(j\omega) = 1, \qquad \frac{h_{21e}}{h_{21e}+1}\,\underline{K}(j\omega) = 1. \tag{2.119}$$

Frecvența de oscilație va fi

$$f_{osc} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi RC}, \tag{2.120}$$

în timp ce condiția de amorsare devine

$$h_{21e} > h_{21e,\,cr}, \qquad h_{21e,\,cr}\varphi(k) = h_{21e,\,cr} + 1 \tag{2.121}$$

$$h_{21e} > h_{21e,\,cr} = \frac{2 + k + k^2}{k - 2} \tag{2.122}$$

și oscilatorul nu poate funcționa decît pentru $k > 2$. Desigur, valoarea minimă a lui $h_{21e,\,cr}$ se va obține pentru $k = k_{opt}$ determinat de relația (2.117). Găsim

$$(h_{21e,\,cr})_{min} = h_{21e,\,cr}(k_{opt}) = 10{,}66. \tag{2.123}$$

Rezultatele de mai sus se modifică sensibil dacă rezistența de intrare a amplificatorului de curent nu se poate neglija. În cazul din figura 2.39 avem

$$R_{in} = h_{11b}. \tag{2.124}$$

Notînd

$$r = \frac{R_{in}}{R} = \frac{h_{11b}}{R}, \tag{2.125}$$

găsim pentru $k = k_{opt}$ [23]

$$(h_{21e,\,cr})_{min} = \frac{32 + 35r}{3 - 35r}. \tag{2.126}$$

Dacă $r = 0{,}05$ (h_{11b} este numai 5% din R), atunci $(h_{21e,\,cr})_{min} = 27$ în loc de 10,66. Dacă $r > 3/35 = 0{,}0857$, apariția oscilațiilor este imposibilă pentru orice h_{21e}.

Frecvența de oscilație se modifică și ea ($k = 5$) [23]

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC\sqrt{1+7r}} = \frac{\omega_0}{2\pi\sqrt{1+7r}} \tag{2.127}$$

și pentru $r = 0{,}05$ avem $\omega_{osc} \simeq 0{,}86\ \omega_0$, deci frecvența de oscilație scade apreciabil. Importantă este nu atît scăderea în sine, cît faptul că prin intermediul lui $r = h_{11b}/R$ *frecvența* depinde de temperatură și de tensiunea de alimentare, deci devine *mai dificil de stabilizat.*

Un efect asemănător îl are și capacitatea de ieșire a tranzistorului, $C_{ieș}$. Folosind de pildă rezultatele din lucrarea [23], găsim pentru $C/C_{ieș} = 3(k = 5)$ $(h_{21c,\,cr})_{min} \simeq 21$, $\omega_{osc} \simeq 0{,}91\ \omega_0$.

În proiectare se va cere $R \gg h_{11b}$ și $C \gg C_{ieș}$, ceea ce limitează frecvențele maxime care pot fi obținute. Alegînd de pildă $R_{min} = 1{,}5$ kΩ și $C_{min} = 2$ nF, găsim $f_{osc,max} \approx$ ≈ 50 kHz.

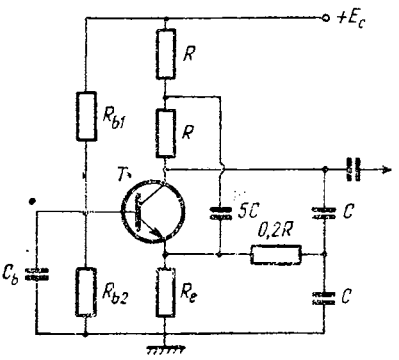


Fig. 2.40. Oscilator cu tranzistor bipolar (cu baza la masă) și rețea dublu T modificată.

Figura 2.40 reprezintă o schemă completă. Tranzistorul are baza la masă: capacitatea C_b este un scurtcircuit. Sarcina se conectează în colector. Amplitudinea oscilațiilor se limitează pe seama neliniarității caracteristicilor tranzistorului.

Am menționat selectivitatea mai bună a rețelei dublu T. Dezavantajul acestui circuit constă în faptul că reglajul frecvenței este foarte dificil. Se poate asigura o variație continuă într-o gamă restrînsă înlocuind divizorul din colector (fig. 2.40) cu un potențiometru (capacitatea $5C$ se conectează la cursor).

2.12. ETAJE SELECTIVE CU TRANZISTOARE BIPOLARE ȘI PROBLEMA LIMITĂRII AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE ÎN OSCILATOARELE LC

Un amplificator selectiv are o bandă îngustă, de obicei în domeniul frecvențelor radio, selectivitatea fiind asigurată de utilizarea unor circuite rezonante *LC* (anexa 2.3).

În figura 2.41, *a* se reprezintă un etaj cu tranzistor bipolar în conexiunea EC, care are un circuit rezonant derivație în colector iar în figura 2.41, *b* schema sa echivalentă de curent alternativ. Folosind circuitul echivalent cu

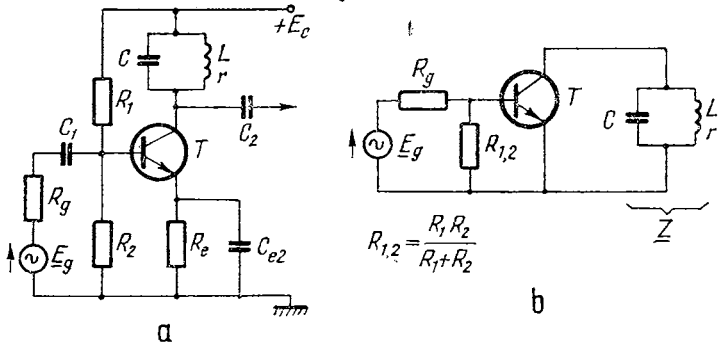


Fig. 2.41. Etaj selectiv de amplificare (*a*) și circuitul său de curent alternativ (*b*).

parametrii hibrizi ($h_{12e} \simeq 0$) găsim următoarea expresie a amplificării în tensiune a etajului

$$\underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = -\frac{h_{21e}\underline{Z}}{h_{11e}(1 + h_{22e}\underline{Z})}, \qquad h_{11e} \ll \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}. \tag{2.128}$$

La frecvența de rezonanță, impedanța $\underline{Z}$ a circuitului rezonant este rezistivă (anexa 2.3) și tensiunea de ieșire este în antifază cu cea de intrare. Neglijînd efectul lui h_{22e} avem

$$\underline{A}_U \approx -\frac{h_{21e}}{h_{11e}}\underline{Z} \approx -g_m Z, \quad \underline{Z}\Big|_{\omega=\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}}} \simeq \frac{L}{Cr}. \tag{2.129}$$

unde $g_m = eI_c/kT$ este panta tranzistorului [16].

Atît timp cît tranzistorul lucrează în regiunea activă normală, caracteristica sa dinamică arată ca cea din figura 2.18. Subliniem faptul că răspunsul sinusoidal reprezentat în această figură presupune o excitație sinusoidală prin curentul de bază.

Figura 2.42 arată caracteristica dinamică și formele de undă corespunzătoare funcționării cu pătrundere în regiunea de tăiere. Tensiunea la bornele circuitului rezonant continuă să aibă o variație sinusoidală (cu condiția ca factorul de calitate al circuitului să fie suficient de ridicat). Curentul de colector este distorsionat. Această distorsionare este și mai puternică dacă se pătrunde în saturație, situație reprezentată în figura 2.43 (punct static de funcționare la curenți mari și tensiuni mici). Caracteristica dinamică se frînge, urmărind prăbușirea caracteristicilor statice în regiunea de saturație. Forma de undă a curentului (cu un minim la $\omega_0 t = \pi$, adică acolo unde curentul $i_c(t)$ trebuia să fie maxim) sugerează faptul că fundamentala acestuia este relativ redusă. Cu alte cuvinte, panta efectivă (echivalentă) a tranzistorului, definită pentru fundamentala curentului de colector, scade apreciabil prin pătrunderea în saturație. Această scădere este mai importantă decît cea care apare prin

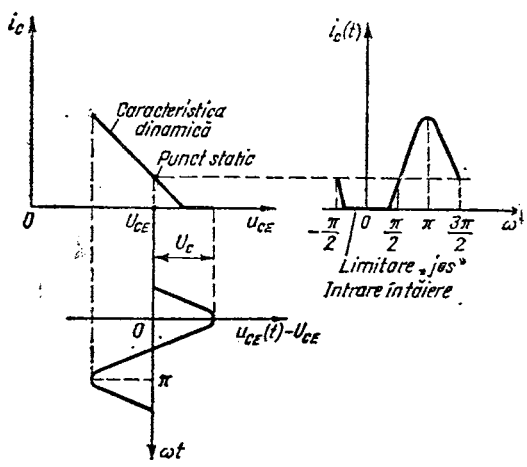


Fig. 2.42. Caracteristica dinamică a tranzistorului și formele de undă pentru etajul din figura 2.41, *a*, cu intrare în tăiere (limitare „jos").

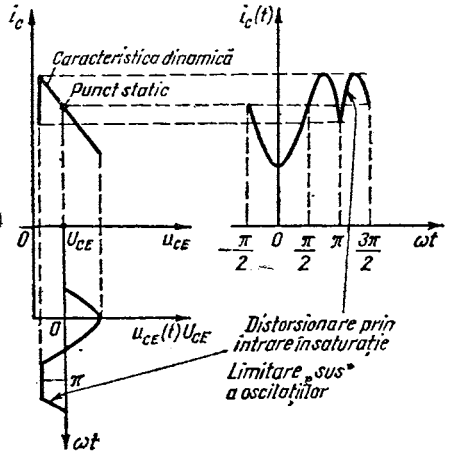


Fig. 2.43. Caracteristica dinamică a tranzistorului și formele de undă pentru etajul din figura 2.41, *a*, cu intrare în saturație (limitare „sus").

pătrunderea în tăiere și constituie un mecanism eficient de limitare a amplitudinii de oscilație.

Din nefericire, pătrunderea în regiunea de saturație a tranzistorului trebuie evitată deoarece distorsionează tensiunea de colector (care reprezintă aproape întotdeauna semnalul util). Într-adevăr, în intervalul de conducție în saturație tensiunea la bornele circuitului rezonant este practic constantă, ceea ce echivalează cu scurtcircuitarea acestuia în curent alternativ. Refacerea formei de undă sinusoidale este imposibilă: tensiunea de colector suferă o limitare netă (figura 2.43).

Limitarea prin pătrundere în tăiere este mai puțin eficace. Dacă reacția pozitivă este sensibil mai puternică decît cea necesară pentru amorsarea oscilațiilor, atunci amplitudinea oscilațiilor va continua să crească și după intrarea în tăiere, iar semnalul se va limita abia după ce se pătrunde în saturație [11], [12].

Discuția de mai sus nu este însă complet edificatoare deoarece nu s-a considerat în mod explicit neliniaritatea fundamentală a caracteristicii tranzistorului și anume *caracteristica de transfer de tip exponențial.* Acestă caracteristică este schițată în figura 2.44. Se presupune că circuitul impune o excitație sinusoidală: într-un oscilator aceasta poate fi o fracțiune din tensiunea sinusoidală obținută la bornele circuitului rezonant (aplicată la intrare pentru asigurarea reacției pozitive). Admitem *pentru început* că *tensiunea bază-emitor are o componentă continuă constantă,* impusă de circuitul de polarizare. Forma de undă a curentului (semnal mare) ne sugerează (fig. 2.44) faptul că I_{c0}, componenta continuă a curentului de colector *crește* peste valoarea I_0 corespunzătoare punctului *static* de funcționare M_0. Punctul *mediu* de funcționare, M, se deplasează (efect tipic de semnal mare) așa cum se arată în figura 2.44. Concomitent, curentul alternativ prin tranzistor va corespunde, *în medie,* unei pante a caracteristicii de transfer care este mai mare decît panta de semnal mic, g_m, calculată în punctul static, M_0. Intuitiv, pe măsură ce crește amplitudinea semnalului aplicat, tranzistorul se deschide tot mai mult. În final, tranzistorul se va satura (curentul de colector se va limita la valoarea $I_{c,\,sat}$ impusă de circuitul exterior, la frecvența dată) și pe această cale va apărea tendința de reducere a amplificării (a se vedea discuția de mai sus).

Din fericire, polarizarea tranzistorului *la curent mediu constant* permite limitarea amplitudinii de oscilație în *tăiere,* cu evitarea regiunii de saturație și menținerea unei forme de undă sinusoidale. Situația este ilustrată în figura 2.45. La semnal mare, tensiunea *medie* bază-emitor, U_0, scade sub valoarea corespunzătoare punctului *static* de funcționare, M_0, pentru a menține curentul *mediu* de colector, I_{c0} = constant. În acest mod, punctul mediu de funcționare este împins spre tăiere și panta medie (echivalentă) de semnal mare trebuie să scadă.

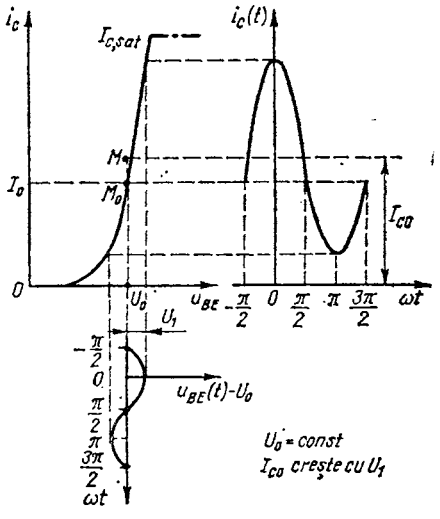


Fig. 2.44. Caracteristica de transfer a tranzistorului bipolar și formele de undă (circuitul impune un semnal sinusoidal și o tensiune medie de polarizare a bazei constantă). Punctul „mediu" de funcționare, M, este diferit de punctul static, M_0.

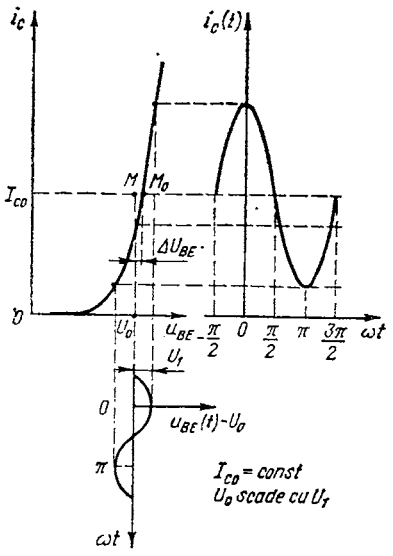


Fig. 2.15. Caracteristica de transfer a tranzistorului bipolar și formele de undă: circuitul impune în mod independent, o excitație sinusoidală și un curent mediu de colector constant.

Calculul (anexa 2.4) pleacă de la caracteristica de transfer exponențială

$$i_C(t) \simeq I_{ES} \exp \frac{e u_{BE}(t)}{kT} \tag{2.130}$$

valabilă în regim cvasistaționar (la frecvențe relativ joase) dacă se admite

$$u_{BE} \gg \frac{kT}{e}, \quad u_{CE} > u_{CE\,sat}, \quad u_{CB} \gg \frac{kT}{e}. \tag{2.131}$$

Se presupune

$$u_{BE} = U_0 + U_1 \cos \omega t \tag{2.132}$$

și se dezvoltă

$$i_C(t) = I_{ES} \exp \frac{eU_0}{kT} \exp (x \cos \omega t), \tag{2.133}$$

unde x este amplitudinea semnalului normată la kT/e

$$x = \frac{eU_1}{kT} \tag{2.134}$$

ajungînd în final la o expresie de forma [5], [9]

$$i_C(t) \simeq I_{C0} + \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\mathbf{I}_n(x)}{\mathbf{I}_0(x)} \cos n\omega t\right) \tag{2.135}$$

unde $\mathbf{I}_n(x)$ este funcția Bassel modificată de ordin n și argument x. Se arată că pentru $x \to 0$ $(U_1 \to 0)$ găsim:

$$i_c(t) = \mathbf{I}_{C0}(1 + x \cos \omega t) = I_{C0} + g_m U_1 \cos \omega t \tag{2.136}$$

deci exact rezultatul așteptat pentru cazul limită al semnalelor mici ($U_1 \ll kT/e$, $x \ll 1$). Atragem atenția asupra faptului că ne găsim în cadrul unui model simplificat al tranzistorului: acesta este descris de un circuit echivalent în care lipsește conductanța de ieșire (de exemplu trebuie să se pună în mod automat $h_{22e} = 0$).

La semnale mari avem

$$i_C(t) = I_{C0} + i_{c2}, \tag{2.137}$$

unde atît I_{C0} cît și componenta alternativă i_{c2} sînt funcții neliniare de U_0 și U_1. Se va presupune însă că *circuitul impune* I_{C0} și U_1 (iar nu U_0 și U_1). În aceste condiții *panta echivalentă* pentru fundamentala curentului (amplitudine I_{c1}) este

$$G_m = \frac{I_{c1}}{U_1} = \frac{1}{U_1} I_{C0} \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{\mathbf{I}_0(x)} = \frac{eI_{C0}}{kT} \cdot \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = g_m \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = G_m(x) \tag{2.138}$$

și se poate defini o pantă normată

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = \varphi(x) \tag{2.139}$$

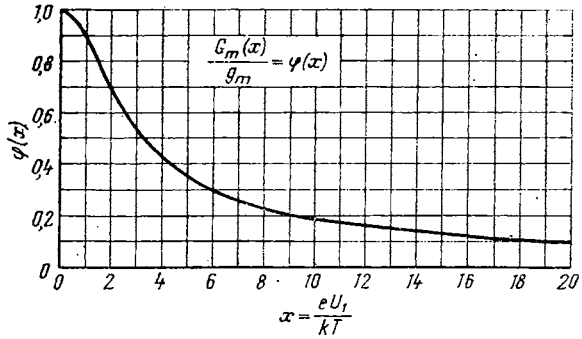


Fig. 2.46. Variația pantei normate (caracteristică de transfer exponențială) cu mărimea semnalului, U_1 (normat la kT/e).

care depinde exclusiv de amplitudinea tensiunii de excitație, normată la rîndul ei la kT/e. Dependența este reprezentată în figura 2.46. Se constată scăderea pantei cu creșterea amplitudinii semnalului: scădere care permite explicarea limitării amplitudinii de oscilație prin scăderea amplificării la nivel mai mare de semnal.

La semnal foarte mare ($x \to \infty$) se obține următorul rezultat matematic (anexa 2.4):

$$i_C(t) \approx I_{C0} + 2I_{C0} \cos \omega t + \text{armonici}, \qquad (2.140)$$

ceea ce arată că amplitudinea fundamentalei se limitează la valoarea $2I_{C0}$ (cu condiția ca tranzistorul să nu se satureze).

TABELUL 2.2 (v. și § 2.20)

Mecanisme de limitare și stabilitatea amplitudinii de oscilație

Mecanismul de limitare	Distorsiuni	Alte limitări	Domenii de aplicație	Stabilitatea amplitudinii de oscilație
Cu rezistențe de control cu inerție termică (termistor sau baretor)	Nu introduc	Frecvență minimă de lucru (zeci de Hz). Necesită un curent de comandă important	Oscilatoare *RC* (în special cele cu etaj de ieșire — amplificator de putere)	Afectată de temperatura mediului ambiant, de tensiunea de alimentare
Cu control automat al amplificării, comandat de un semnal de control obținut prin redresarea oscilației	Foarte mici	Amplitudine mică la bornele elementului de control (TEC)	În principal în oscilatoare *RC* de mică putere (cu amplificatoare operaționale)	Permite o bună stabilitate cu variația tensiunii de alimentare. Se face o ajustare funcțională
Cu diode (sau dipoli cu diode, § 2.7)	Importante	Unii dipoli necesită împerecherea diodelor (§ 2.7)	În principal în oscilatoare *LC*	Afectată de temperatură (modifică caracteristicile diodei) și eventual de tensiunea de alimentare (referință la limitarea cu o diodă)
Prin neliniaritatea dispozitivului electronic activ	Importante	Trebuie evitată saturația (tranzistoarele bipolare)	Oscilatoare *LC*. Permite funcționare în clasă C, cu randament mare	Afectată de temperatură și de stabilitatea tensiunii de alimentare

Modelul matematic de mai sus permite folosirea teoriei cvasiliniare în studiul oscilatoarelor cu tranzistoarele bipolare. Rezultatele sînt aplicabile în primul rînd pentru oscilatoare *LC*, acolo unde circuitul rezonant permite refacerea formei de undă (tensiune sinusoidală în colector și în bază, deși curentul de colector poate fi serios distorsionat).

2.13. OSCILATOR *LC* CU CIRCUIT ACORDAT ÎN COLECTOR ȘI REACȚIE MAGNETICĂ SPRE BAZĂ

2.13.1. TEORIA LINIARĂ

Un oscilator *LC* se poate obține introducînd o *reacție pozitivă* prin transformator în etajul de amplificare din figura 2.41, *a*: se obține schema din figura 2.47. Schema de curent alternativ apare în figura 2.48, *a*. În figura 2.48, *b* tranzistorul este înlocuit cu circuitul său echivalent cu parametrii hibrizi, iar cuplajul magnetic — prin tensiuni induse. Se pot scrie următoarele ecuații

$$(j\omega L_2 + r_2 + h_{11e})\,\underline{I}_1 + j\omega M \underline{I}_L + h_{12e}\underline{U}_2 = 0 \qquad (2.141)$$

$$\underline{U}_2 = (j\omega L_1 + r_1)\,\underline{I}_L + j\omega M \underline{I}_1 \qquad (2.142)$$

$$\underline{U}_2 = \frac{1}{j\omega C_1}(-\underline{I}_2 - \underline{I}_L) \qquad (2.143)$$

$$\underline{U}_2 = \frac{1}{h_{22e}}(\underline{I}_2 - h_{21e}\underline{I}_1) \qquad (2.144)$$

Simplificăm admițînd $h_{12e} = 0$, $h_{22e} = 0$ și apoi eliminăm $\underline{I}_2$ și $\underline{U}_2$ obținînd sistemul de două ecuații cu două necunoscute:

$$(j\omega L_2 + r_2 + h_{11e})\,\underline{I}_1 + j\omega\, M \underline{I}_L = 0 \qquad (2.145)$$

$$(h_{21e} - \omega^2 M C_1)\,\underline{I}_1 + (1 + j\omega C_1 r_1 - \omega^2 L_1 C_1)\,\underline{I}_L = 0. \qquad (2.146)$$

Desigur, condiția de oscilație se poate obține impunînd ca determinantul acestui nou sistem să fie nul. Găsim:

$$-j\omega M h_{21e} + j\omega^3 M^2 C_1 + [-j\omega^3 C_1 L_1 L_2 - \omega^2 L_1 C_1 r_1 + \\ + j\omega L + h'_{11e}(1 - \omega^2 C_1 L_1 + j\omega C_1 r_1) = 0 \qquad (2.147)$$

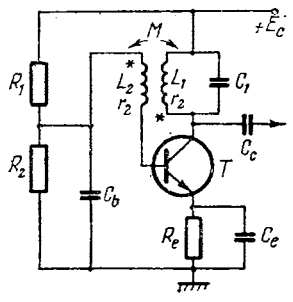


Fig. 2.47. Oscilator cu circuit acordat în colector și reacție magnetică spre bază.

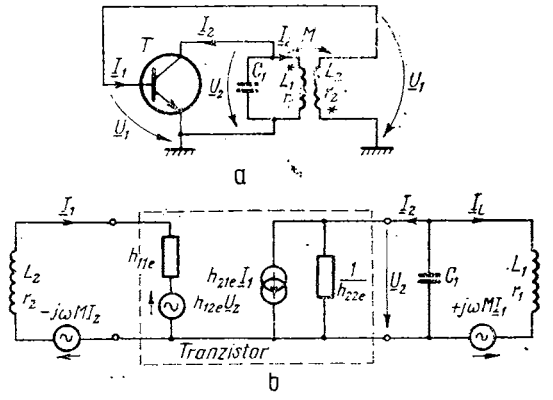


Fig. 2.48. Scheme echivalente de curent alternativ pentru circuitul din figura 2.47.

unde

$$h'_{11e} = h_{11e} + r_2. \tag{2.148}$$

Egalînd cu zero partea reală a membrului întîi din relația (2.157) găsim frecvența de oscilație

$$\omega_{osc} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{r_1}{h_{11e} + r_2} \frac{L_2}{L_1}}}, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \tag{2.149}$$

și constatăm că circuitul derivație nu lucrează la rezonanță, ci *dezacordat inductiv* ($\omega_{osc} < \omega_0$). Frecvența de oscilație depinde de temperatură și tensiunea de alimentare prin intermediul lui h_{11e}.

De regulă $L_2 \ll L_1$ și $h_{11e} + r_2 \gg r_1$ astfel încît, într-o primă aproximație

$$\omega_{osc} \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \tag{2.150}$$

valoarea care va fi folosită în deducerea condiției de amorsare. Această condiție rezultă din egalarea cu zero a părții reale a membrului întîi din relația (2.147). Se obține în final valoarea minimă a lui h_{21e} necesară pentru amorsare

$$h_{21e} = \frac{M}{L_1} + \frac{r_1 C_1 (h_{11e} + r_2)}{M} = h_{21e,\,cr}. \tag{2.151}$$

Admițînd

$$L_2 \ll M \ll L_1 \tag{2.152}$$

și $r_2 \ll h_{11e}$ obținem condiția de amorsare

$$h_{21e} > h_{21e,\,cr} \approx h_{11e} \frac{r_1 C_1}{M} \tag{2.153}$$

care se mai scrie

$$g_m > g_{m,\,cr} \approx \frac{r_1 C_1}{M}. \tag{2.154}$$

Relația (2.154) permite următoarele interpretări, utile în experimentarea oscilatorului.

— Pentru un circuit dat, la un cuplaj magnetic fix, condiția de amorsare cere ca panta să fie suficient de mare, ceea ce se realizează polarizînd tranzistorul la un curent de colector suficient de mare.

— La un curent de polarizare dat, oscilațiile se pot stinge dacă cuplajul magnetic este redus (M scade).

— Cu cît pierderile bobinei din circuitul derivație sînt mai mari (r_1 mai mare), cu atît amorsarea este mai dificilă. r_1 poate îngloba și efectul rezistenței de sarcină (care nu a fost inclusă pînă acum în calcule). Un cuplaj puternic cu sarcina va mări pe r_1 tinzînd să suprime oscilațiile. Pentru a obține totuși oscilații, vom tinde să mărim curentul de polarizare (ceea ce poate duce în final la apariția saturației) sau să mărim cuplajul magnetic. Dar mărirea cuplajului va încărca prea puternic primarul transformatorului (deci circuitul acordat). În deducerea relației (2.154) această încărcare a fost pînă la urmă neglijată. O înțelegere mai bună a relației simplificate (2.154) are loc pe o cale directă, punînd în evidență aproximațiile făcute pe parcurs.

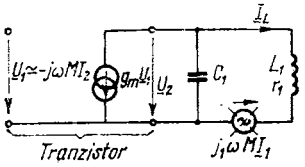


Fig. 2.49. Schemă echivalentă pentru evaluarea aproximativă a condiției de amorsare pentru circuitul din figura 2.47.

Se pleacă de la circuitul echivalent din figura 2.48, *b* unde se iau $h_{12e} = 0$, $h_{22e} = 0$, $r_2 = 0$. Neglijarea lui L_2 are loc astfel. Se va arăta că

$$|\,j\omega L_2\underline{I}_1\,| \ll |\,j\omega M\underline{I}_L\,| \tag{2.155}$$

ceea ce revine la

$$L_2|\,\underline{I}_1\,| \ll M|\,\underline{I}_L\,|. \tag{2.156}$$

Avem

$$\underline{I}_L \approx -\,\underline{I}_2 Q = -\,h_{21e}\underline{I}_1 Q \tag{2.157}$$

unde Q este factorul de calitate al circuitului acordat. Condiția (2.156) devine

$$L_2 \ll M h_{21e} Q \tag{2.158}$$

și este evidentă dacă

$$M > L_2 \text{ (cu } h_{21e} \gg 1, \quad Q \gg 1). \tag{2.159}$$

Ca urmare, tensiunea la intrarea tranzistorului este

$$\underline{U}_1 \approx -\,j\omega M\underline{I}_L \tag{2.160}$$

unde

$$\underline{I}_L = \frac{\underline{U}_2}{r_1 + j\omega L_1} \approx \frac{\underline{U}_2}{j\omega L_1} \tag{2.161}$$

deci factorul de reacție $\underline{\beta}$ din relația lui Barkhausen este

$$\underline{\beta} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} \simeq -\frac{M}{L_1} \quad (|\,\underline{\beta}\,| \ll 1) \tag{2.162}$$

în timp ce amplificarea în tensiune (fig. 2.49) are valoarea:

$$\underline{A}_u = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = -\,g_m Z|_{\omega=\omega_0} = -\,g_m \frac{L_1}{C_1 r_1}. \tag{2.163}$$

Am neglijat deci tensiunea indusă în primarul transformatorului, presupunînd $L_1 > M$, $Q \gg 1$, $h_{21e} \gg 1$. De fapt se va lua $L_1 \gg M$. În evaluarea impedanței circuitului am presupus că acesta lucrează la rezonanță. Aplicarea condiției Barkhausen ($\underline{A}_v\underline{\beta} = 1$) duce la relația (2.154).

2.13.2. TEORIA CVASILINIARĂ

Aplicarea teoriei din paragraful precedent va pleca de la impunerea condiției de curent mediu constant. Presupunînd

$$(\beta_N + 1)\, R_e \gg \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \tag{2.164}$$

constatăm că potențialul bazei tranzistorului din figura 2.47 este aproximativ egal cu

$$E_B = \frac{R_2 E_c}{R_1 + R_2} \tag{2.165}$$

deci

$$I_C \simeq I_E = \frac{E_B - u_{BE}}{R_e} \simeq \frac{R_2 E_c}{(R_1 + R_2)\, R_e}. \tag{2.166}$$

Controlul curentului mediu de colector poate fi asigurat prin modificarea rezistențelor din circuit.

Calculul de semnal mare se face pentru *fundamentala* curentului de colector. Folosind aceleași aproximații se obține o relație de tipul (2.154), în care g_m se înlocuiește cu panta de semnal mare, G_m. Avem

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{r_1 C_1}{g_m M} = \varphi(x), \qquad x = \frac{eU_1}{kT}. \tag{2.167}$$

Se scrie raportul de divizare al semnalului de ieșire

$$\frac{U_1}{U_{osc}} = \frac{M}{L_1}. \tag{2.168}$$

Ecuația (2.167) se rezolvă grafic, folosind curba universală din figura 2.46. La intersecția curbei cu orizontala de cotă $\frac{r_1 C_1}{g_m M}$ se găsește punctul de funcționare a cărui abscisă este U_1. Din relația (2.168) se determină amplitudinea de oscilație

$$U_{osc} = (U_1)_{osc} \frac{L_1}{M} = \frac{kT}{e} \frac{L_1}{M} x_{osc}. \tag{2.169}$$

Se poate aprecia că oscilațiile sînt stabile dinamic (§ 2.6).

Metoda permite aprecierea stabilității amplitudinii de oscilație (v. § 2.20).

2.14. OSCILATOARE „ÎN TREI PUNCTE" CU TRANZISTOARE BIPOLARE

2.14.1. GENERALITĂȚI

În schemele practice se evită cuplajul prin transformator. O alternativă este extragerea semnalului de reacție folosind o *priză pe bobină*. Figura 2.50 arată un etaj de amplificare tip bază comună cu sarcină circuit acordat. Semnalul de reacție este cules de pe priză. O schemă mai generală este cea din figura 2.51, *a*, care poate fi imaginată ca în figura 2.51, *b* și redesenată (cu o rețea de reacție „în π") ca în figura 2.51, *c*. Această schemă se numește „în trei puncte". Cele trei puncte (fig. 2.51, *b*) sînt chiar bornele tranzistorului [24].

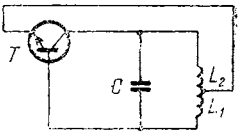


Fig. 2.50. Oscilator *LC* cu priză pe bobină (schema de curent alternativ).

Condiția de oscilație în forma sa cea mai generală poate fi determinată astfel. Se înlocuiește tranzistorul cu parametrii hibrizi (care ar putea fi și numere complexe la înaltă frecvență) și se folosește o reprezentare a rețelei de reacție ca în figura 2.52.

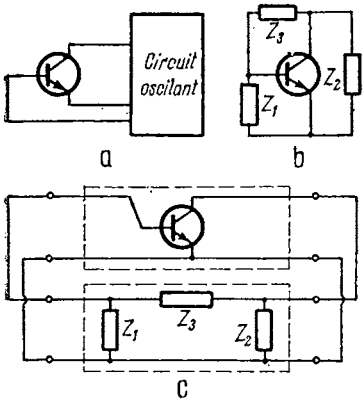


Fig. 2.51. Reprezentarea schematică a oscilatorului „în trei puncte" cu tranzistor bipolar.

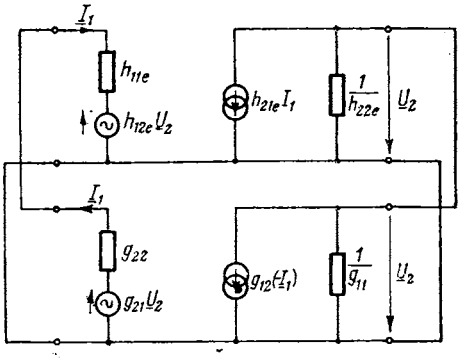


Fig. 2.52. Schemă echivalentă pentru calculul condiției de oscilație a oscilatorului „în trei puncte" cu tranzistor bipolar.

Rezultă:

$$g_{11}=\frac{\underline{Z}_1+\underline{Z}_2+\underline{Z}_3}{\underline{Z}_2(\underline{Z}_1+\underline{Z}_3)} \tag{2.170}$$

$$g_{12}=-\frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_2+\underline{Z}_3}=-g_{21} \tag{2.171}$$

$$g_{22}=\frac{\underline{Z}_1\underline{Z}_3}{\underline{Z}_1+\underline{Z}_3} \tag{2.172}$$

Teorema a II-a a lui Kirchoff aplicată pe bucla de la intrarea tranzistorului este

$$(h_{11e}+g_{22})\,\underline{I}_1+(h_{12e}-g_{21})\,\underline{U}_2=0. \tag{2.173}$$

Teorema I a lui Kirchhoff în nodul de ieșire se scrie:

$$(h_{21e}-g_{12})\,\underline{I}_1+(g_{11}+h_{22e})\,\underline{U}_2=0. \tag{2.174}$$

Condiția de oscilație rezultă din egalarea cu zero a determinantului sistemului format din ecuațiile (2.173) și (1.174):

$$(h_{11e}+g_{22})\,(g_{11}+h_{22e})-(h_{21e}-g_{12})\,(h_{12e}-g_{21})=0. \tag{2.175}$$

Metoda este generală și poate fi aplicată indiferent de modul de reprezentare cu parametrii de cuadripol. Înlocuind parametrii g din (2.170) — (2.172) în condiția (2.175) găsim:

$$\left(h_{11e}+\frac{\underline{Z}_1\underline{Z}_3}{\underline{Z}_1+\underline{Z}_3}\right)\left[\frac{\underline{Z}_1+\underline{Z}_2+\underline{Z}_3}{\underline{Z}_2(\underline{Z}_1+\underline{Z}_3)}+h_{22e}\right]=$$

$$=\left(h_{21e}+\frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_1+\underline{Z}_3}\right)\left(h_{12e}-\frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_1+\underline{Z}_3}\right). \tag{2.176}$$

Pentru exemplificare vom considera cazul $h_{12e} = 0$, $h_{22e} = 0$. Se obține ușor

$$h_{11e}(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) + h_{21e}\underline{Z}_1\underline{Z}_2 + \underline{Z}_1(\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) = 0. \tag{2.177}$$

Admitem pentru început că impedanțele $\underline{Z}_1$, $\underline{Z}_2$ și $\underline{Z}_3$ sînt *reactanțe pure*. Înlocuind $\underline{Z}_k = jX_k (k = 1, 2, 3)$ în relația (2.177) găsim

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0, \tag{2.178}$$

$$h_{21e} = \left.\frac{X_1}{X_2}\right|_{\omega=\omega_{osc}}. \tag{2.179}$$

Relația (2.178) permite determinarea frecvenței de oscilație, ω_{osc}. Din (2.179) rezultă valoarea minimă a lui h_{21e} necesară pentru amorsarea oscilațiilor.

Rezultă existența a *două tipuri principale* de oscilatoare „în trei puncte". În primul caz $X_3 < 0$ și X_1, $X_2 > 0$. Oscilatorul din figura 2.50 se încadrează în această categorie. În al doilea caz: $X_3 > 0$, X_1 și X_2 sînt negative.

2.14.2. OSCILATOARE HARTLEY

Cea mai simplă schemă de oscilator în trei puncte cu $X_3 < 0$ este cea din figura 2.50: ea este redesenată în figura 2.53, *a*. Neglijînd cuplajul magnetic între bobine și aplicînd relațiile (2.178) și (2.179), unde $X_1 = \omega L_1$, $X_2 = \omega L_2$, $X_3 = -1/\omega C$ găsim

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_1 + L_2)\,C}} \tag{2.180}$$

$$h_{21e} = \frac{L_1}{L_2}. \tag{2.181}$$

Formula (2.180) arată că, cel puțin într-o primă aproximație, frecvența de oscilație este egală cu frecvența de rezonanță a circuitului derivație la care este cuplat tranzistorul. Relația (2.181) atrage atenția asupra faptului că atît amorsarea, cît și amplitudinea de oscilație depind de poziția prizei pe bobină. Reglajul frecvenței se va face modificînd pe C_3.

Schema din figura 2.53, *b* reprezintă un oscilator Hartley în care reactanțele inductive sînt asigurate de două circuite rezonante derivație care funcționează dezacordate inductiv (la o frecvență puțin mai mică decît frecvența lor de rezonanță). Frecvența de oscilație se ajustează automat la o astfel de

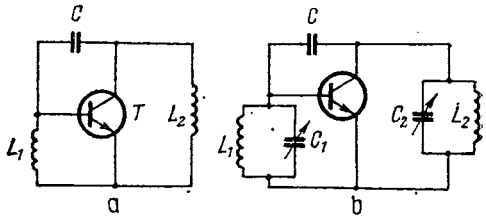


Fig. 2.53. Scheme de curent alternativ ale oscilatorului Hartley cu tranzistor bipolar.

frecvență, asigurînd astfel îndeplinirea condiției de fază cerută de regimul de autooscilație.

Dacă se iau în considerare rezistențele de pierderi r_1 și r_2 ale bobinelor de inductanță L_1, respectiv L_2, precum și inductanța mutuală de cuplaj între bobine, se obține *

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC + C(L_2 r_1 + L_1 r_2)\frac{h_{21e}}{h_{11e}} + (L_1 L_2 - M^2)\frac{h_{22e}}{h_{11e}}}} \tag{2.182}$$

unde

$$L = L_1 + L_2 + 2M. \tag{2.183}$$

Neglijînd efectul lui r_1, r_2, h_{22e} se găsește

$$f_{osc} \simeq \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_1 + L_2 + 2M)C}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \tag{2.184}$$

Condiția de amorsare a oscilațiilor este

$$h_{21e} > h_{21e,\,cr} = \frac{L_1 + M}{L_2 + M} + \frac{(L_2 + M)\,h_{11e}h_{22e}}{L_1 + M} + \\ + \frac{LC(r_1 + r_2)\,h_{11e} + L(r_1 L_2 + r_2 L_1)\,h_{22e}}{(L_1 + M)\,(L_2 + M)} \tag{2.185}$$

și se poate aproxima prin

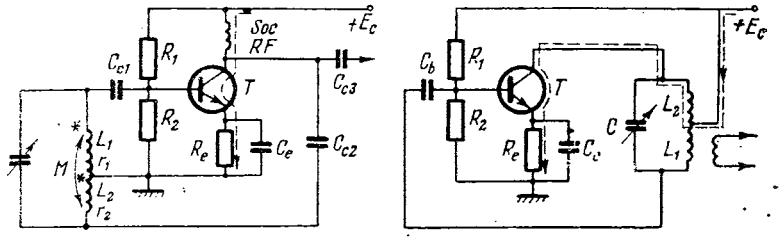
$$h_{21e} > h_{21e,\,cr} \approx \frac{L_1 + M}{L_2 + M}. \tag{2.186}$$

Formulele (2.184) și (2.186) sînt suficiente pentru o proiectare rapidă a oscilatorului. Relația (2.182) permite estimarea instabilității frecvenței (deviații de la frecvența de rezonanță a circuitului acordat).

Efectul sarcinii (cuplată inductiv sau capacitiv, a se vedea mai jos) poate fi luat în considerare prin modificarea parametrilor circuitului acordat. Deoarece de regulă rezistența de sarcină are un punct de masă, devine importantă *precizarea punctului de masă* pentru oscilatorul în sine (formulele de mai sus sînt valabile indiferent care electrod al tranzistorului este conectat la masă). Aceeași precizare este importantă din punctul de vedere al capacităților parazite din montaj și al tensiunilor continue care există într-un punct sau altul al montajului.

Alimentarea tranzistorului se poate face în variantele *serie* (curentul principal trece prin circuitul acordat) sau *paralel* (caz în care se folosește un șoc de radiofrecvență pentru a evita scurtcircuitarea la masă prin sursa de alimentare). De regulă se asigură o polarizare statică în regiunea activă nor-

*) Cazul $M = 0$ poate fi obținut din condiția de oscilație (2.175), punînd $h_{12e} = 0$, $\underline{Z}_1 = j\omega L_1 + r_1$, $\underline{Z}_2 = j\omega L_2 + r_2$. Includerea în calcule a cuplajelor magnetice este prezentată în lucrarea [1].



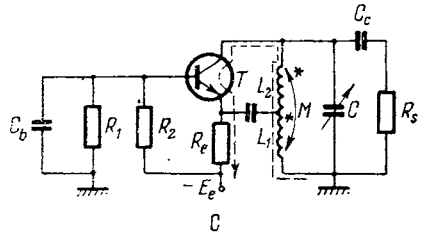
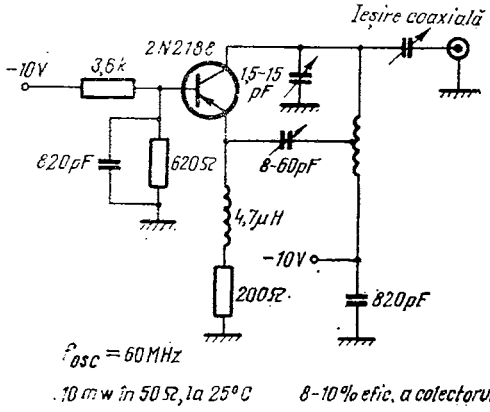


Fig. 2.54. Oscilatoare Hartley, scheme de principiu:

a — emitor la masă, alimentare paralel, sarcina cuplată capacitiv; *b* — emitor la masă, alimentare serie, sarcină cuplată inductiv; *c* — baza la masă alimentare serie. sarcină cuplată capacitiv. Toate condensatoarele sînt scurtcircuite cu excepția lui *C*.



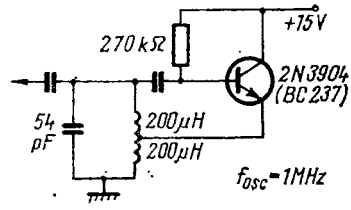


Fig. 2.55. Scheme practice de oscilatoare Hartley cu tranzistor bipolar.

mală, urmînd ca amplitudinea să se limiteze prin intrarea în tăiere, așa cum s-a arătat mai sus. Pe această cale se asigură autoamorsarea oscilațiilor.

Exemple de scheme de principiu apar în figura 2.54. În figura 2.55 se dau și exemple de scheme practice.

Schemele Hartley sînt folosite pentru oscilatoarele de frecvență variabilă pînă la frecvențe de ordinul a 100 MHz. La frecvențe mai înalte se manifestă efectul de scurtcircuitare a bobinelor de către capacitățile parazite din schemă (inclusiv ale tranzistorului) [1], [23].

2.14.3. OSCILATOARE COLPITTS

La frecvențe de lucru ridicate se preferă varianta Colpitts a oscilatorului în trei puncte. Folosind o bobină și două condensatoare ($X_3 > 0$, X_1, $X_2 < 0$) obținem schema de bază din figura 2.56, *a*. Dacă L se înlocuiește cu un circuit rezonant serie, se obține schema Clapp din figura 2.56, *b*.

Calculul schemei Colpitts se poate face înlocuind

$$\underline{Z}_1 = \frac{1}{j\omega C_1}, \quad \underline{Z}_2 = \frac{1}{j\omega C_2}, \quad \underline{Z}_3 = r + j\omega L \tag{2.187}$$

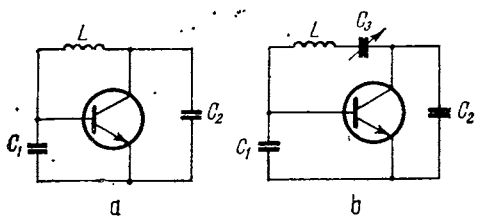


Fig. 2.56. Oscilatoare Colpitts (*a*) și Clapp (*b*) cu tranzistor bipolar.

(r este rezistența de pierderi a bobinei) în formula generală (2.176). În cazul $h_{12e}=0$ obținem mai întîi

$$f_{osc}=$$

$$=f_0\sqrt{1+\frac{h_{22e}L}{h_{11e}(C_1+C_2)}\left(1+\frac{rC_2}{h_{22e}L}\right)} \tag{2.188}$$

și aproximînd

$$f_{osc}\simeq f_0=\frac{1}{2\pi\sqrt{L\dfrac{C_1C_2}{C_1+C_2}}} \tag{2.189}$$

deducem și condiția de amorsare

$$h_{21e}>h_{21e,\,cr}=\frac{C_2}{C_1}+h_{22e}h_{11e}\frac{C_1}{C_2}+\frac{rh_{11e}}{L}(C_1+C_2)-rh_{22e} \tag{2.190}$$

Formulele de mai sus sînt valabile indiferent de „conexiunea tranzistorului". Ele au următoarele dezavantaje: nu includ efectul sarcinii, sînt prea complicate pentru proiectare (a se vedea paragraful următor) iar utilizarea parametrilor h este incomodă la frecvențe mai înalte (acești parametri devin mărimi complexe; se preferă însă folosirea parametrilor admitanță, [1]).

În schema Colpitts frecvența poate fi variată fie prin folosirea unei bobine cu inductanță variabilă, fie prin modificarea *simultană* a celor două condensatoare, C_1 și C_2, astfel încît raportul capacităților să rămînă constant și amplitudinea de oscilație să nu se modifice (a se vedea discuția similară pentru schema Hartley). Se folosește un dublu condensator variabil.

La frecvențe foarte înalte (sute de MHz) este necesar să se folosească capacități foarte mici, a căror valoare devine comparabilă cu cea a capacităților parazite din montaj. Deosebit de supărătoare sînt capacitățile tranzistorului: ele apar în paralel pe capacitățile C_1 și C_2 și introduc o dependență importantă a frecvenței de oscilație de tensiunea de alimentare și de temperatură. Acest dezavantaj este evitat în schema Clapp (fig. 2.56, *b*). Aplicînd din nou condiția de oscilație (2.177) pentru cazul

$$\underline{Z}_1=\frac{1}{j\omega C_1},\quad \underline{Z}_2=\frac{1}{j\omega C_2},\quad \underline{Z}_3=j\omega L+\frac{1}{j\omega C_3} \tag{2.191}$$

găsim

$$f_{osc}=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}},\quad \frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3};\quad h_{21e}>\frac{C_2}{C_1}. \tag{2.192}$$

Alegînd

$$C_2,\ C_3\gg C_1 \tag{2.193}$$

avem

$$C\lesssim C_1,\quad f_{osc}\gtrsim\frac{1}{2\pi\sqrt{LC_3}}, \tag{2.194}$$

deci circuitul rezonant serie lucrează, într-adevăr, dezacordat inductiv.

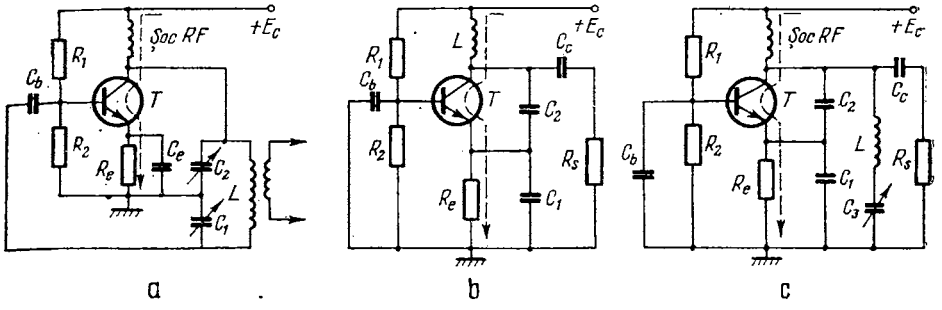


Fig. 2.57. Oscilatoare Colpitts și Clapp, scheme de principiu:
— Colpitts, emitorul la masă, alimentare paralel, sarcina cuplată inductiv; *b* — Colpitts, baza la masă alimentare serie, sarcină cuplată capacitiv; *c* — Clapp, baza la masă, alimentare paralel, sarcina cuplată capacitiv. Condensatoarele C_e, C_b, C_c sînt scurtcircuite la frecvența de oscilație.

Frecvența de oscilație depinde practic numai de C_3 și poate fi reglată comod. Efectul capacităților parazite ale tranzistorului este de două ori mascat. În primul rînd ele apar în paralel cu C_1 și C_2 care pot fi alese acum mari (nF, zeci de nF) chiar la frecvențe de oscilație ridicate. În al doilea rînd, C_1 și C_2 sînt la rîndul lor puțin importante în determinarea frecvențelor de oscilație.

Figurile 2.57 și 2.58 prezintă exemple de scheme de principiu și scheme practice de oscilatoare Colpitts și Clapp cu tranzistoare bipolare [1], [9], [23], [24].

La frecvențe din domeniul microundelor se pot folosi oscilatoare cu diode cu rezistență negativă (anexa 2.5).

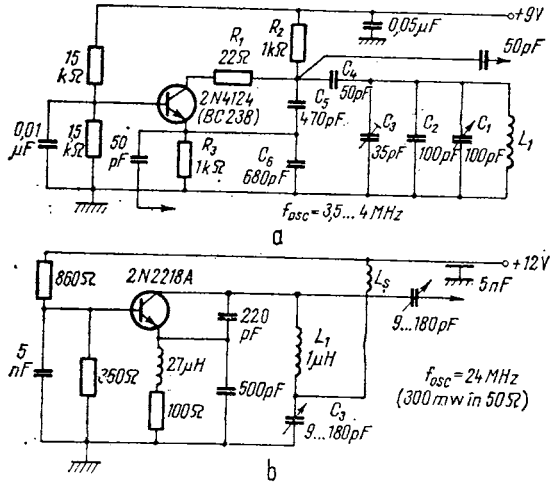


Fig. 2.58. Scheme practice de oscilatoare Colpitts (*a*) și Clapp (*b*) cu tranzistor bipolar. În schema (*a*) circuitul oscilant este format din L_1, C_1 (variabil), C_2 și C_3. Efectul variației capacităților tranzistorului este redus prin utilizarea divizorului de tensiune capacitiv format din C_4, C_5, C_6 (C_5 și C_6 au valori relativ mari).

2.15. EXEMPLU DE CALCUL AL UNUI OSCILATOR COLPITTS CU TRANZISTOR BIPOLAR

Plecăm de la schema de bază din figura 2.56, *a* în care rezistența r în serie cu bobina înglobează *toate pierderile din circuit,* inclusiv cele datorate sarcinii. Presupunînd $h_{12e}=0$ și $h_{22e}=0$, obținem din relațiile (2.177) și (2.187)

$$-\frac{h_{21e}}{\omega^2 C_1 C_2}+\frac{1}{j\omega C_1}\left(\frac{1}{j\omega C_2}+j\omega L+r\right)+$$

$$+h_{11e}\left(\frac{1}{j\omega C_1}+\frac{1}{j\omega C_2}+j\omega L+r\right)=0. \qquad (2.195)$$

Egalînd cu zero partea reală și respectiv imaginară a membrului întîi, obținem:

$$\frac{h_{21e}}{\omega^2 C_1 C_2}-\frac{1}{\omega^2 C_1 C_2}+\frac{L}{C_1}+h_{11e}r=0, \qquad (2.196)$$

$$\frac{r}{\omega C_1}+h_{11e}\left(\frac{1}{\omega C_1}+\frac{1}{\omega C_2}-\omega L\right)=0. \qquad (2.197)$$

Pentru determinarea frecvenței de oscilație, preferăm relația (2.197) care nu conține factorul de amplificare în curent, h_{21e}.
Rezultă

$$f_{osc}=\frac{\omega_0}{2\pi}\sqrt{1+\frac{r}{h_{11e}}\frac{C_2}{C_1+C_2}}, \qquad \omega_0=\frac{1}{\sqrt{L\dfrac{C_1C_2}{C_1+C_2}}} \qquad (2.198)$$

și remarcăm efectul tranzistorului prin prezența lui h_{11e}. Luînd $\omega_{osc}\simeq\omega_0$ în calculul condiției de amorsare găsim

$$h_{21e}>h_{21e,\,cr}=\frac{C_2}{C_1}+\frac{h_{11e}r}{L}(C_1+C_2). \qquad (2.199)$$

Admițînd că pierderile sînt neglijabile ($r=0$) găsim $h_{21e,\,cr}=C_2/C_1$, ceea ce sugerează alegerea $C_2\gg C_1$, deoarece limitarea amplitudinii de oscilație are loc pe seama tranzistorului și este bine ca amplificarea în curent la semnal mic (h_{21e}) să nu fie mult mai mare decît cea de la semnal mare. În schemele Colpitts cu baza la masă se întîlnește însă situația $C_1\gg C_2$. În felul acesta se evită scurtcircuitarea lui C_1 de către rezistența din emitor (fig. 2.57). Să observăm că alegerea $C_1\gg C_2$ tinde să reducă termenul ce conține pe h_{11e} de sub radical, în expresia frecvenței de oscilație (2.198).

O apreciere cantitativă nu se poate face însă decît pe baza estimării efectului pierderilor din circuit. În schemele în care baza este la masă, sarcina este cuplată (capacitiv) între colector și bază, deci apare în paralel pe bobină. Convenim ca rezistența R din figura 2.59 să includă și efectul altor pierderi din circuit. Dacă circuitul are un factor de calitate suficient de ridicat, atunci aceleași pierderi pot fi reprezentate printr-o rezistență r în serie cu bobina

$$\omega_0^2L^2=Rr=L\frac{C_1+C_2}{C_1C_2}. \qquad (2.200)$$

Din relațiile (2.199) și (2.200) rezultă

$$h_{21e} > h_{21e,\,cr} = \frac{C_2}{C_1}\left[1 + \frac{h_{11e}}{R}\left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right)^2\right]. \tag{2.201}$$

Cu $C_2 \gg C_1$ și $R > h_{11e}$ obținem

$$h_{21e} > h_{21e;\,cr} \approx \frac{C_1}{C_2}\,\frac{h_{11e}}{R} \tag{2.202}$$

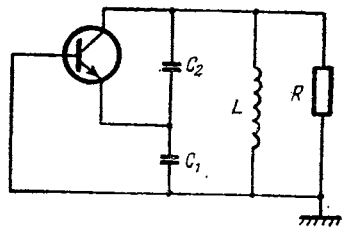


Fig. 2.59. Reprezentarea pierderilor în oscilatorul Colpitts cu baza la masă.

ceea ce se mai poate scrie

$$g_m > g_{m,\,cr} = \frac{C_1}{C_2}\,\frac{1}{R}. \tag{2.203}$$

Condiția de amorsare (2.203) are o interpretare simplă. Oscilațiile au loc practic la frecvența de rezonanță și tranzistorul lucrează pe impedanța R (fig. 2.59), avînd amplificarea (conexiunea BC) $\underline{A}_u = \underline{U}_2/\underline{U}_1 \simeq g_m R$. Factorul de reacție este determinat de divizorul capacitiv de tensiune format din C_1 și C_2. Dacă U_1 este amplitudinea oscilației în emitor (la bornele lui C_1) și U_{osc} amplitudinea oscilației la ieșire (în colector), avem

$$\frac{U_{osc}}{U_1} \approx \frac{C_1 + C_2}{C_2} \approx \frac{C_1}{C_2} \gg 1. \tag{2.204}$$

Aplicînd relația lui Barkhausen se ajunge imediat la formula (2.203). Aceasta este suficient de simplă pentru a permite o proiectare, inclusiv determinarea amplitudinii de oscilație pe baza teoriei cvasiliniare propuse în § 2.12 [5], [9].

Exemplu. Considerăm schema din figura 2.60, cu un tranzistor cu siliciu care are $\alpha_N \approx 1$ și $U_{BE} \simeq 0{,}7$ V. Se cere să se determine forma de undă în colector.

Tranzistorul este polarizat la curentul

$$I_C \simeq I_E = \frac{E_E - u_{BE}}{R_e} = \frac{9{,}3\ \text{V}}{20\ \text{k}\Omega} = 0{,}465\ \text{mA}.$$

Curentul mediu de colector se menține practic constant și egal cu valoarea de mai sus și în regim de oscilație (se neglijează scăderea lui u_{BE}, valoare medie, cu creșterea amplitudinii semnalului din circuit, a se vedea anexa 2.4). Panta de semnal mic este

$$g_m = \frac{eI_c}{kT} = \frac{0{,}465\ \text{mA}}{0{,}026\ \text{V}} = 17{,}9\ \text{mA/V}.$$

Frecvența de oscilație este

$$f_{osc} \simeq \frac{1}{2\pi\sqrt{L\,\dfrac{C_1C_2}{C_1 + C_2}}} = 1{,}5995 \simeq 1{,}6\ \text{MHz}$$

iar factorul de calitate al circuitului este

$$Q \approx \omega_{osc} CR \simeq 2\pi f_{osc} C_2 R \approx 100,$$

deci suficient de ridicat pentru a asigura o tensiune sinusoidală în circuit.

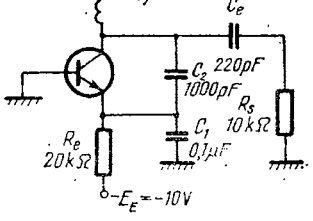


Fig. 2.60. Oscilator colpitts tratat în exemplul de calcul

Amplitudinea oscilației se poate determina înlocuind în condiția de oscilație panta de semnal mic g_m cu panta de semnal mare G_m și folosind diagrama din figura 2.46. Avem:

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{1}{g_m R}\,\frac{C_1}{C_2} = 0{,}559$$

și

$$x = \frac{eU_1}{kT} \simeq 3{,}1, \qquad U_1 \approx 0{,}08\ \text{V}, \qquad U_{2\,osc} \simeq 8\ \text{V},$$

deci tensiunea de colector este:

$$u_{CB}(t) = 10 + 8\cos\left(1{,}005 \cdot 10^7\, t\right)$$

(tensiunea în volți, timpul în secunde). Tensiunea rămîne tot timpul pozitivă, deci tranzistorul nu se saturează iar calculul este corect.

Regimul de lucru al tranzistorului poate fi controlat prin curentul continuu de colector, de exemplu modificînd rezistența din emitor, R_e.

Amorsarea are loc pentru

$$g_m = g_{m,\,cr} \simeq \frac{1}{R}\,\frac{C_1}{C_2} = 10\ \text{mA/V}, \qquad I_{C,\,cr} \simeq 0{,}26\ \text{mA}$$

deci la o valoare

$$R_e = \frac{E_E - u_{BE}}{I_{c,\,cr}} = \frac{9{,}3\ \text{V}}{0{,}26\ \text{mA}} \simeq 35{,}8\ \text{k}\Omega.$$

Dacă rezistența din emitor este prea mică, I_c și g_m sînt prea mari și tranzistorul intră în saturație. Luînd $U_{osc,\,max} \approx E_c = 10$ V, găsim

$U_{1,\,max} = 0{,}1$ V; $x_{max} \approx 4$, $G_m/g_m \simeq 0{,}43$ și $g_m \simeq 23$ mA/V, ceea ce corespunde unui curent de colector de circa 0,6 mA. Rezistența de emitor minimă va fi aproximativ egală cu 15,5 kΩ.

2.16. OSCILATOR CU TRANZISTOR CU EFECT DE CÎMP: TEORIA CVASILINIARĂ

2.16.1. SCHEMĂ DE OSCILATOR CU TEC CU CIRCUIT ACORDAT ÎN POARTĂ ȘI REACȚIE MAGNETICĂ SPRE DRENĂ

Schema din figura 2.61 folosește pentru amplificare un tranzistor cu efect de cîmp. Amplasarea circuitului rezonant la intrare) și nu în drenă, așa cum ar rezulta prin analogie cu schema din figura 2.47) aduce anumite avantaje [5]:

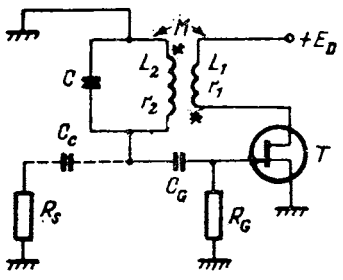


Fig. 2.61. Oscilator cu circuit acordat în poartă și reacție magnetică spre drenă. Grupul R_G, C_G asigură polarizarea dinamică.

— datorită impedanței de intrare mari a TEC-ului, acesta nu amortizează apreciabil oscilațiile din circuitul acordat, permițînd un factor de calitate ridicat;

— dacă $M \ll L_2$, impedanța de ieșire a tranzistorului se reflectă într-o mică măsură în circuitul acordat, cu același efect ca mai sus;

— tranzistorul poate lucra cu o amplificare în tensiune relativ mică, ceea ce reduce efectul capacității drenă-poartă (efect Miller).

2.16.2. POLARIZARE DINAMICĂ ȘI LIMITAREA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE

Tehnica de polarizare dinamică este larg folosită în oscilatoarele cu TEC. În regim static (fără oscilații în circuit) poarta este la potențial zero față de sursă și amplificarea de semnal mic este maximă (ceea ce permite amorsarea ușoară a oscilațiilor). Odată cu apariția și creșterea semnalului din circuit poarta este polarizată în sensul blocării de o tensiune obținută prin redresarea (detecția) acestui semnal. În figura 2.61 circuitul de polarizare dinamică este format din C_G, R_G și joncțiunea pn pe care o oferă tranzistorul între poartă și sursă. Se presupune că acest circuit (redesenat în figura 2.62, *a*) este excitat de o tensiune sinusoidală (oscilația la bornele circuitului rezonant din figura 2.61). În alternanța pozitivă condensatorul C_G se încarcă cu polaritatea indicată prin dioda de intrare, deschisă. Atunci cînd această diodă se blochează, tensiunea la bornele condensatorului se menține practic constantă, cu condiția ca

$$fC_G R_G \gg 1, \tag{2.205}$$

unde $f = \omega/2\pi$ este frecvența oscilației. În aceste condiții devine clar că dioda se va deschide de fapt numai un interval de timp foarte scurt, numai pe „vîrful" semnalului aplicat. Tensiunea la bornele condensatorului va fi cvasicontinuă și de mărime aproape egală cu amplitudinea U_1 (fig. 2.62, *a*): pentru simplitate se neglijează tensiunea de deschidere a diodei. Poarta tranzistorului va fi negativată de tensiunea $-U_0 (U_0 \approx U_1)$ care apare la bornele condensatorului.

Menționăm fără demonstrație următoarea proprietate a circuitului din figura 2.62: impedanța pe care o oferă pe *fundamentala* curentului absorbit este egală cu $R_G/3$ (presupunînd că este satisfăcută inegalitatea (2.205)).

Limitarea amplitudinii de oscilație este strîns legată de polarizarea dinamică. Într-adevăr, așa cum se arată în figura 2.63, semnalul $u_G(t)$ este limitat superior la $u_G = 0$ de deschiderea joncțiunii poartă-sursă. Deoarece

$$i_D(t) = I_M \left[1 - \frac{u_G(t)}{U_P}\right]^2, \quad U_P < 0 \tag{2.206}$$

și componenta alternativă a lui $u_G(t)$ are amplitudinea U_1 limitată la U_0, putem scrie

$$u_G(t) = -U_0 + U_1 \cos \omega t \approx U_1(\cos \omega t - 1) \tag{2.207}$$

și ca urmare

$$\frac{i_D(t)}{I_M} = \left[1 + \frac{U_1}{(-U_P)} (\cos \omega t - 1)\right]^2. \tag{2.208}$$

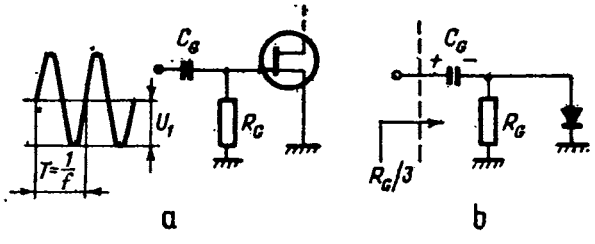


Fig. 2.62. Circuitul de polarizare dinamică (*a*) și schema sa echivalentă (*b*).

Deși curentul $i_D(t)$ este *nesinusoidal*, totuși tensiunea la bornele circuitului derivație va fi aproape sinusoidală deoarece oscilația de frecvență ω are loc practic pe frecvența de rezonanță a acestuia.

Curentul $i_D(t)$ obținut din dezvoltarea (2.208) are o componentă continuă, I_0, o fundamentală de amplitudine I_1 și armonica a doua, de amplitudine I_2. Aceasta este valabil numai atîta timp cît $u_G(t) \geqslant U_P$ pentru orice t (funcționare în clasă A). Pe intervalele în care $u_G(t) \leqslant U_P$ vom lua, bineînțeles, $i_D(t) = 0$. Curentul va avea o formă de undă limitată de intrarea în tăiere, vor apărea și alte armonici.

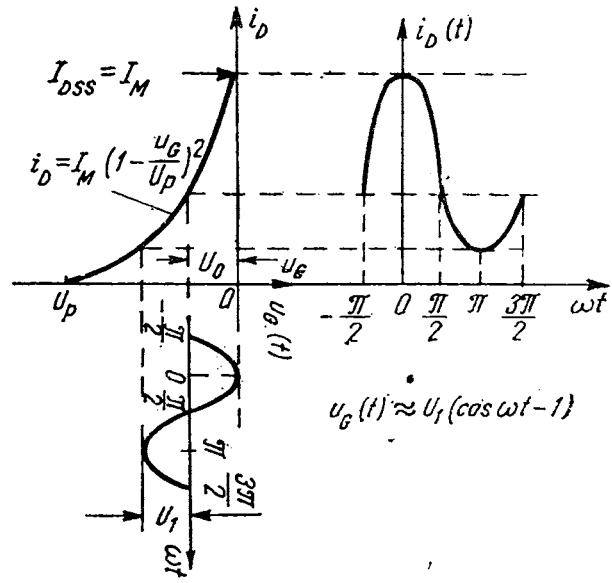


Fig. 2.63. Limitarea amplitudinii de oscilație în circuitul cu polarizare dinamică.

Figura 2.64 reprezintă variația componentei continue, fundamentalei și armonicii a doua (toate normate la I_M) în funcție de amplitudinea tensiunii alternative aplicate la intrarea tranzistorului, U_1 (normată la $-U_P$). În limita aproximațiilor făcute, aceste curbe sînt universale (nu depind de nici un parametru). Este caracteristic faptul că fundamentala curentului crește cu amplitudinea semnalului numai pentru funcționare în clasă A. Odată cu intrarea în tăiere amplitudinea fundamentalei scade. Mai observăm că sub acțiunea polarizării dinamice punctul mediu de funcționare se deplasează continuu spre curenți mai mici.

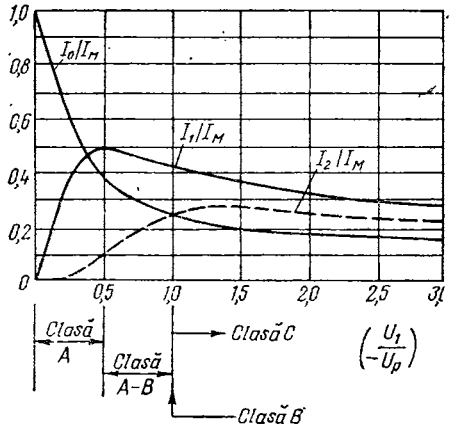


Fig. 2.64. Variația componentei continue, a amplitudinii fundamentalei și a armonicii a doua, toate normate la curentul maxim, I_M, în funcție de amplitudinea semnalului la intrare, normată la tensiunea prag a dispozitivului. Calculele sînt valabile în cazul polarizării dinamice (fig. 2.63). Se indică clasa de funcționare a dispozitivului.

Panta de semnal mic

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial u_G} = \frac{2I_M}{(-U_P)}\left(1 - \frac{u_G}{U_P}\right) \qquad (2.209)$$

are valoarea maximă, g_{m0}, pentru $u_G = 0$

$$g_{m0} = g_m|_{u_G=0} = \frac{2I_M}{(-U_P)} \qquad (2.210)$$

Definim o pantă de semnal mare corespunzătoare *fundamentalei* curentului i_D

$$G_m = \frac{I_1}{U_1} = \frac{2(I_1/I_M)\, I_M}{2(-U_P)\,(U_1/-U_P)} =$$

$$= \frac{g_{m0}(I_1/I_M)}{2(U_1/-U_P)} \qquad (2.211)$$

și o normăm la valoarea maximă pantei de semnal mic

$$\frac{G_m}{g_{m0}} = \frac{I_1/I_M}{2(U_1/-U_P)} = \psi\left(\frac{U_1}{-U_P}\right) \qquad (2.212)$$

obținînd o funcție bine determinată (fig. 2.65) de amplitudinea semnalului aplicat normată la tensiunea prag a tranzistorului [5]. Reamintim că tot acest calcul este compatibil cu neglijarea rezistenței de drenă a tranzistorului, deci cu un circuit echivalent de curent alternativ ultrasimplificat, reprezentat în figura 2.66.

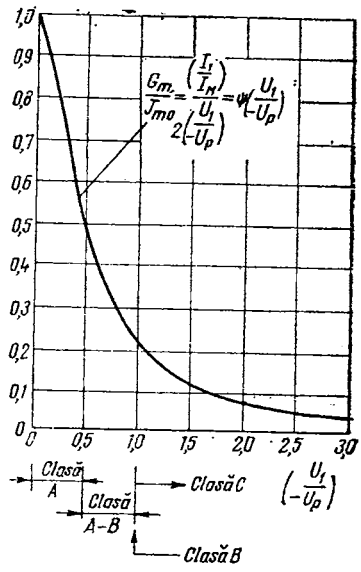


Fig. 2.65. Variația pantei de semnal mare normată la panta maximă de semnal mic, în funcție de amplitudinea semnalului normată la tensiunea prag (calculul pentru fundamentală, polarizare dinamică).

2.16.3. DETERMINAREA CONDIȚIEI DE OSCILAȚIE

Schema echivalentă a oscilatorului (figura 2.66) înglobează rezistența de sarcină R_s și odată cu ea și eventualele pierderi ale bobinei L_2. Rezistența de pierderi r_1 a bobinei L_1 se neglijează,. Introducem notația

$$G'_s = G_s + G'_G = \frac{1}{R_s} + \frac{3}{R_G}. \qquad (2.213)$$

Admitem de la început

$$\omega_{osc} \approx \omega_0 \approx \frac{1}{\sqrt{L_2 C}}. \qquad (2.214)$$

Echivalînd circuitul privit la stînga lui C avem, succesiv, reprezentările din figura 2.67. În final toată schema se reduce la cea din figura 2.68. Avem

$$G_m = \frac{L_2}{M} G'_s = \frac{L_2}{M}(G_s + G'_G) = \frac{L_2}{M}\left(\frac{1}{R_s} + \frac{3}{R_G}\right) \qquad (2.215)$$

și calculul amplitudinii de oscilație se poate face pe baza relației:

$$\frac{G_m}{g_{m0}} = \frac{1}{g_{m0}} \frac{L_2}{M}\left(\frac{1}{R_s} + \frac{3}{R_G}\right) = \psi\left(\frac{U_1}{-U_P}\right). \qquad (2.216)$$

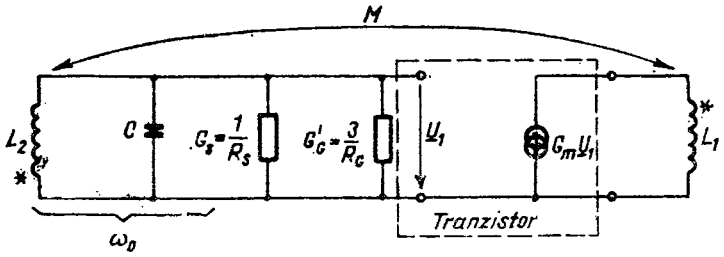


Fig. 2.66. Schema echivalentă de curent alternativ a oscilatorului din figura 2.61.

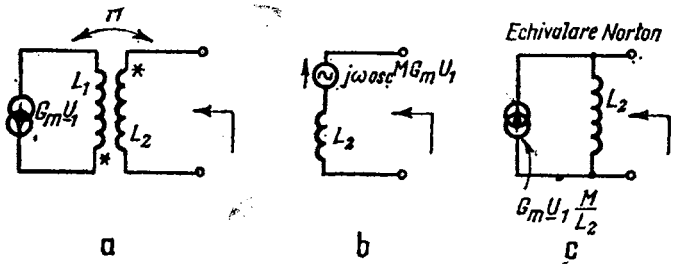


Fig. 2.67. Echivalări succesive în schema din figura 2.66.

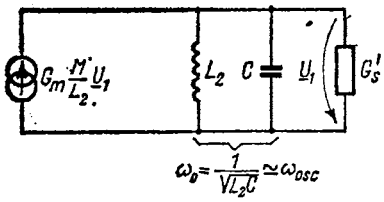


Fig. 2.68. Schemă pentru evaluarea condiției de amorsare a oscilatorului din figura 2.61.

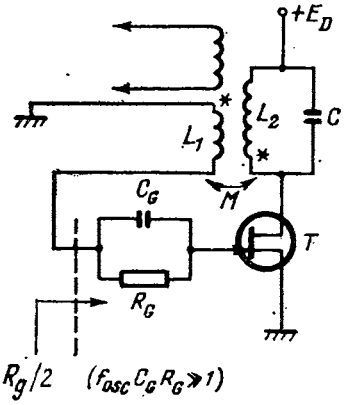


Fig. 2.69. Oscilator cu circuit acordat în drenă și reacție magnetică spre poartă. Grupul R_G, C_G asigură polarizarea dinamică.

Exemplu. Să considerăm pentru exemplificare $L_2 = 10$ μH, $M = 1$ μH, $C = 10$ pF $= C_G$, $R_G = 3$ MΩ, $R_s = 50$ kΩ, $U_P = -4$ V, $I_{DSS} = I_M = 4$ mA. Se cere să se determine aplitudinea oscilației la bornele circuitului rezonant.

Avem succesiv $f_{osc} \simeq 15{,}9$ MHz, $Q = \omega_{osc} C/G'_s = 47{,}5 \gg 1$, $g_{m0} = 2$ mA/V și $G_m/g_{m0} = 0{,}105$. Din figura 2.65 rezultă $U_1/-U_P = 1{,}67$ și $U_1 = 6{,}68$ V.

2.16.4. VARIANTĂ DE SCHEMĂ

În figura 2.69 se reprezintă o schemă de oscilator cu circuit acordat în drenă. Sarcina este cuplată inductiv. Se folosește tot o polarizare dinamică, într-o variantă în care rezistența de intrare a circuitului de polarizare (care funcționează similar) este $R_G/2$ ($f_{osc} C_G R_G \gg 1$, calculul se va face în capitolul 6).

Acest oscilator are drept avantaje:

— o tensiune de ieșire ceva mai mare, dacă se culege direct din drenă;

— un efect mult mai redus al capacității de intrare (poartă-sursă) a tranzistorului.

Ambele tipuri de circuite pot fi folosite pînă la frecvențe de ordinul a 50 MHz [1].

2.17. OSCILATOR „ÎN TREI PUNCTE" CU TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP

Schema generală este reprezentată în figura 2.70, *a* și aplicînd condiția lui Barkhausen $\underline{A}_U \underline{\beta} = 1$, unde (fig. 2.70, *b*)

$$\underline{A}_U = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{-g_m \underline{Z}_s}{1 + g_d \underline{Z}_s}, \quad \underline{Z}_s = \frac{\underline{Z}_2(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3)}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3} \tag{2.217}$$

$$\beta = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} = \frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3} \tag{2.217'}$$

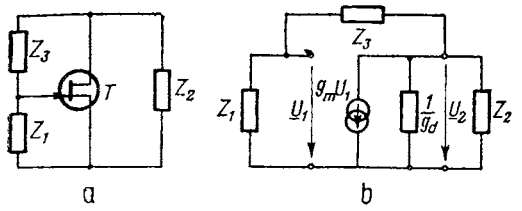


Fig. 2.70. Oscilatorul „în trei puncte" cu TEC (*a*) și schema sa echivalentă pentru calculul condiției de oscilație (*b*).

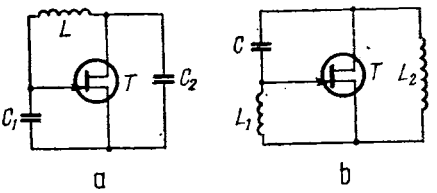


Fig. 2.71. Oscilatoare Colpitts (*a*) și Hartley (*b*) cu TEC.

obținem în final

$$g_m \underline{Z}_1 \underline{Z}_2 + g_d \underline{Z}_2 (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3) + (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) = 0. \tag{2.218}$$

Presupunem din nou că $\underline{Z}_k = jX_k$ și găsim

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0 \tag{2.219}$$

$$\frac{g_m}{g_d} = \frac{X_2}{X_1}. \tag{2.220}$$

Distingem și aici cazul oscilatoarelor Colpitts (fig. 2.71, *a*) descrise de ecuațiile

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \dfrac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}, \qquad \frac{g_m}{g_d} = \frac{C_1}{C_2} \tag{2.221}$$

și cazul oscilatoarelor Hartley (fig. 2.71, *b*), pentru care avem

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_1 + L_2) C}}, \qquad \frac{g_m}{g_d} = \frac{L_2}{L_1}. \tag{2.222}$$

Figurile 2.72 și 2.73 reprezintă scheme de principiu de oscilatoare „în trei puncte" cu tranzistoare bipolare. În figura 2.74 au fost reproduse scheme practice de oscilatoare de acest tip [1], [13], [18].

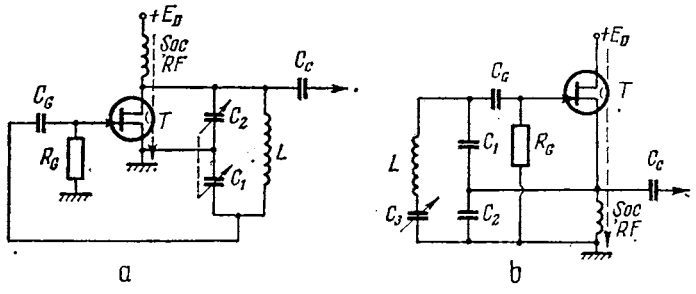


Fig. 2.72. Scheme de principiu pentru oscilatoarele Colpitts (*a*) și Clapp (*b*) cu tranzistor cu efect de cîmp.

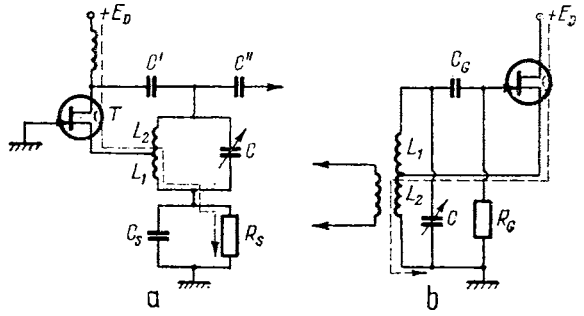


Fig. 2.73. Scheme de principiu de oscilatoare Hartley cu tranzistor cu efect de cîmp.

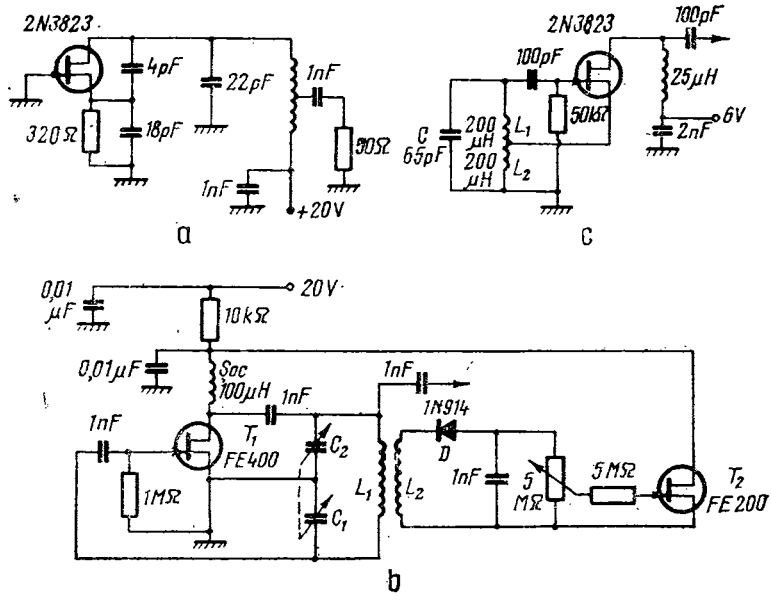


Fig. 2.74. Scheme practice de oscilatoare cu tranzistor cu efect de cîmp:
a — oscilator Hartley pe frecvența de 100 MHz; *b* — Oscilator Colpitts cu controlul amplitudinii semnalului de ieșire (detectat cu dioda *D* și folosit pentru comanda rezistenței lui T_2 care modifică la rîndul lui tensiunea continuă de alimentare a drenei lui T_1); în funcție de L_1, C_2 și C_3 frecvența de oscilație poate atinge 200—300 MHz; *c* — Oscilator Hartley pe frecvența de 1 MHz.

2.18. STABILITATEA FRECVENȚEI DE OSCILAȚIE

2.18.1. GENERALITĂȚI

Stabilitatea frecvenței oscilatorului este necesară în majoritatea aplicațiilor (aparatură de măsură, telecomunicații ș.a.). *Stabilitatea relativă* a frecvenței este apreciată prin raportul între variația frecvenței datorită unor cauze oarecare și valoarea nominală a frecvenței de oscilație ($\Delta\omega/\omega_{osc} = \Delta f/f_{osc}$) și are în general valori mai mici decît 10^{-3}.

Se poate vorbi de o stabilitate *pe termen scurt* (de ordinul orelor, după un regim inițial, de pornire a oscilatorului) și de o stabilitate *pe termen lung*. Ultima este afectată de variația foarte lentă în timp a unor parametri de mate-

rial (îmbătrînire) și nu ne interesează aici. Cauzele instabilității pe termen scurt sînt indicate în figura 2.75. Se pot indica *remedii* generale cum ar fi:

— *termostatarea* și etanșarea circuitului pentru reducerea efectului condițiilor de mediu;

— utilizarea unui *etaj separator*, de mare impedanță de intrare (de pildă un repetor pe emitor) între oscilatorul propriu-zis și sarcină, pentru reducerea efectului variației sarcinii;

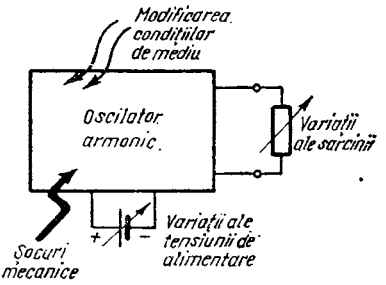


Fig. 2.75. Factori care afectează stabilitatea frecvenței de oscilație.

— *stabilizarea surselor de alimentare*;

— proiectarea și execuția îngrijită a circuitului pentru a evita efectul șocurilor, cuplajelor parazite etc.

În context ne interesează principiile generale care determină opțiunile proiectantului pentru un anumit tip de schemă.

2.18.2. STABILITATEA „DIRECTĂ"

Pentru a ușura prezentarea vom introduce o clasificare a variațiilor frecvenței în „directe" și „indirecte" [15].

Stabilitatea „directă" a frecvenței este legată de variația parametrilor esențiali care determină frecvența de oscilație. Variația frecvenței poate fi estimată pe baza cunoșterii variației acestor parametri.

S-a arătat că frecvența unui oscilator LC este în general de forma

$$f_{osc} \simeq \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{\omega_{osc}}{2\pi} \tag{2.223}$$

unde L și C sînt o inductanță și respectiv o capacitate echivalentă pentru un circuit dat. Pentru variații mici putem scrie

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{osc}} = \frac{1}{\omega_{osc}}\left(\frac{\partial\omega_{osc}}{\partial L}\Delta L + \frac{\partial_{osc}}{\partial C}\Delta C\right) = -\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C}\right) \tag{2.224}$$

Se observă, de exemplu, că o scădere de numai 1% a inductanței L determină o creștere de 0,5% a frecvenței de oscilație.

Să presupunem că atît C cît și L variază datorită modificării temperaturii. Se găsește imediat

$$\frac{1}{f_{osc}}\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}T} = -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{L}\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}T} + \frac{1}{C}\frac{\mathrm{d}C}{\mathrm{d}T}\right) \tag{2.225}$$

deci coeficientul de temperatură al frecvenței (măsurat în $°C^{-1}$ sau în ppm/°C; ppm = parts per million) este egal cu semisuma cu semn schimbat a coeficientului de temperatură al inductanței (pozitiv) și a coeficientului de temperatură al capacității (pozitiv sau negativ, în funcție de tipul condensatorului). Apare astfel ideea reducerii variației frecvenței prin *compensare termică*. Procedeul este dificil în cazul oscilatoarelor de frecvență variabilă: se va face compensarea numai pentru două frecvențe din gamă [1]. Termostatarea este o soluție numai pentru aplicațiile foarte pretențioase.

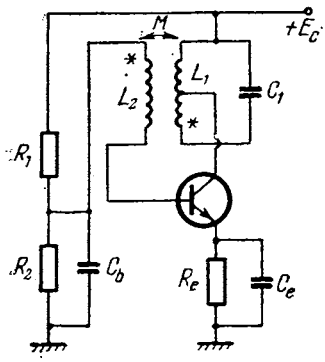


Fig. 2.76. Oscilator cu circuit acordat și colectorul conectat la o priză pe bobină.

Instabilitatea frecvenței poate proveni și din alte cauze:

A. Inductanța L poate varia (dacă se folosește o bobină cu miez) cu mărimea curentului continuu care o parcurge sau cu amplitudinea semnalului alternativ [23]; condensatoarele din circuit apar în paralel cu capacitățile tranzistoarelor iar acestea din urmă depind de polarizare și de temperatură. Remarcăm astfel că în cazul tanzistorului bipolar capacitatea de intrare (capacitatea de difuzie a joncțiunii bază-emitor) este proporțională cu curentul de polarizare și, la un curent dat, este invers proporțională cu temperatura (în grade absolute). Efectul variației capacității de intrare cu temperatura este mai puțin important pentru tranzistorul cu efect de cîmp etc.

B. O expresie mai exactă a frecvenței de oscilație, de pildă relația (2.188) dedusă pentru oscilatoare Colpitts, indică o dependență mai complicată a frecvenței de parametrii circuitului, inclusiv de parametrii circuitului echivalent (semnal mic, frecvențe joase) ai tranzistorului. Aceasta rezultă, în cazul oscilatoarelor LC, din faptul că oscilațiile nu au loc chiar pe frecvența de rezonanță a circuitului LC și f_{osc} nu este determinat exclusiv de acest circuit.* Remediul constă în artificii de circuit care să reducă cuplajul tranzistorului cu circuitul acordat. Un exemplu îl constituie utilizarea prizei pe bobină (anexa 2.3) în schema din figura 2.76. Montajul poate fi modificat ca în figura 2.77 (se introduc reactanțe suplimentare în serie cu baza sau cu colectorul) pentru a face ca frecvența de lucru să nu mai depindă de parametrii tranzistorului. Există formule de calcul [1] pentru aceste elemente de compensare. Se va prevedea însă și un reglaj experimental al acestora. Metoda este aplicabilă numai în cazul oscilatoarelor de frecvență fixă.

Efectul variației impedanței de sarcină poate fi redus prin reducerea cuplajului cu oscilatorul. Acesta din urmă trebuie totuși să furnizeze o *putere* în sarcină. Se introduce un etaj separator: acesta este un etaj tampon care încarcă foarte puțin oscilatorul propriu-zis, dar amplifică semnalul în putere pentru a comanda sarcina.

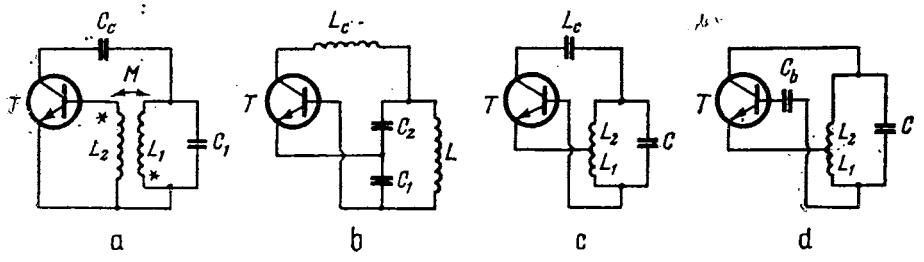


Fig. 2.77. Scheme cu reactanțe de compensare pentru reducerea efectului parametrilor tranzistorului la o frecvență dată

a — oscilator cu circuit acordat în colector și compensare în colector *b* — oscilator Colpitts cu compensare în colector; *c* — oscilator Hartley cu compensare în colector; *d* — oscilator Hartley cu compensare în bază.

* În cazul oscilatoarelor *RC*, același efect (discutat la momentul potrivit) apare datorită faptului că rețeaua selectivă *RC* nu este cuplată cu un amplificator ideal.

C. Teoria cvasiliniară a oscilatoarelor introduce parametri care depind de amplitudinea semnalului. Pe această cale și frecvența de oscilație poate depinde în principiu de amplitudinea de oscilație. Din acest motiv limitarea (§§ 2.7 și 2.12) și stabilizarea (§ 2.20) amplitudinii de oscilație sînt importante și din punctul de vedere al stabilității frecvenței de oscilație. Acest efect este redus dacă rețeaua de reacție (fie ea *RC* sau *LC*) nu este „încărcată" apreciabil de către amplificator (identic pur și simplu cu tranzistorul în majoritatea oscilatoarelor *LC*).

D. Teoria neliniară ar trebui să furnizeze forma de undă „exactă" a oscilației (fundamnetală și armonici). Prezența armonicilor în circuit este de natură să îngreuieze stabilizarea frecvenței. Să considerăm, într-adevăr, un circuit *LC* derivație fără pierderi. La frecvența de rezonanță $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, cele două ramuri ale circuitului prezintă o impedanță egală în modul, iar circuitul ca atare o impedanță infinită. Prezența unor pierderi nu va modifica mult situația: impedanța circuitului va fi finită, dar de valoare relativ mare (anexa 2.3). Să presupunem că pierderile sînt compensate prin injecția unei puteri din exterior de la un generator de semnal care lucrează pe frecvența de rezonanță a circuitului (oscilații întreținute). Bilanțul energetic din circuit în decursul unei perioade este însă dominat de transformarea energiei electrice (înmagazinate în condensator) în energie magnetică (înmagazinată în bobină) și invers. Curentul oscilant care curge în ramurile circuitului este mult mai mare decît curentul injectat din exterior (anexa 2.3). Situația se schimbă dacă semnalul exterior nu este sinusidal. Armonicile vor prefera calea prin condensator (impedanță mai mică) și energia electrică va crește. Pentru a asigura bilanțul energetic în decursul unei perioade a oscilațiilor (regim permanent) va fi însă necesar ca circuitul să lucreze *dezacordat inductiv*, adică la o frecvență $\omega < \omega_0$. Mărimea deviației frecvenței poate fi apreciată prin (anexa 2.3).

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\varphi_a}{2Q}, \tag{2.226}$$

unde Q este factorul de calitate al circuitului, iar $\Delta\varphi_a$ este defazajul între tensiune și curent produs de armonici (crește cu numărul și ordinul armonicilor, precum și cu puterea pe armonici).

Din cele de mai sus rezultă necesitatea evitării regimului de lucru cu distorsiuni precum și a folosirii unui circuit cu o selectivitate cît mai ridicată (factor de calitate mare).

2.18.3. STABILITATE „INDIRECTĂ". UN CRITERIU DE STABILITATE

Variațiile „indirecte" ale frecvenței rezultă datorită reactanțelor parazite a căror mărime este practic necunoscută și un calcul al efectului lor asupra frecvenței este imposibil. Uneori este convenabil să introducem în această categorie și reactanțele introduse de dispozitivele electronice, deoarece datorită dependenței lor de frecvență, nivelul semnalului, tensiunea de alimentare și temperatură, ele sînt destul de imprecis cunoscute. Menționăm faptul că *dispersia* parametrilor face utilizarea datelor de catalog pur orientativă.

Să considerăm că oscilatorul este format dintr-un amplificator cu amplificarea $\underline{A} = |\underline{A}| \exp j\varphi_A$ și o rețea de reacție cu funcția de transfer $\underline{\beta} = |\underline{\beta}| \exp j\varphi_\beta$. Frecvența de oscilație este determinată de *condiția de*

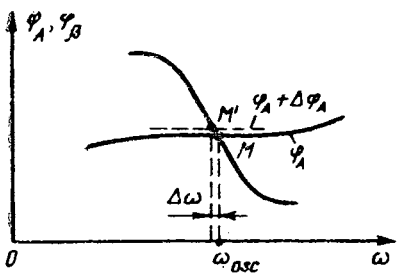


Fig. 2.78. Ilustrarea criteriului de stabilitate a frecvenței.

fază. $\varphi_A(\omega)+\varphi_\beta(\omega)=0{,}2\pi, \ldots, 0$; rețeaua de reacție selectivă va fi caracterizată de o variație rapidă a fazei în jurul frecvenței de oscilație, în timp ce variația fazei amplificatorului este mult mai puțin semnificativă, așa cum se arată în figura 2.78. Să presupunem că datorită reactanțelor parazite (cuplaje inductive, decuplare imperfectă etc.) φ_A are o variație accidentală, $\Delta\varphi_A$. Pentru a satisface condiția de fază, rețeaua de reacție va introduce la *noua* frecvență de oscilație un defazaj suplimentar

$$\Delta\varphi_\beta = -\Delta\varphi_A = \text{dat.} \tag{2.227}$$

Cu cît φ_A variază mai rapid cu frecvența, cu atît este mai mică deviația frecvenței pentru un $\Delta\varphi_A = \text{dat.}$ Putem scrie:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{osc}} = \frac{-\Delta\varphi_A}{\dfrac{\Delta\varphi_\beta}{\Delta\omega/\omega_{osc}}} = -\frac{\Delta\varphi_A}{S_F}; \qquad S_F = \frac{\Delta\varphi_\beta}{\Delta\omega}\,\omega_{osc} \tag{2.228}$$

$$S_F = \omega_{osc}\left.\frac{d\varphi_\beta}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_{osc}} \tag{2.229}$$

este un *factor de stabilitate* a frecvenței. Se presupune că stabilitatea „directă" a frecvenței este asigurată (adică elementele rețelei de reacție sînt fixe etc.). Pentru o stabilitate bună este necesar ca $|S_F|$ să fie cît mai mare. În cazul unui oscilator cu circuit LC, se calculează

$$|S_F| = 2Q, \tag{2.230}$$

unde Q este factorul de calitate*. În general, stabilitatea este cu atît mai bună cu cît selectivitatea circuitului de reacție este mai pronunțată.

Acest criteriu de stabilitate poate fi generalizat astfel [15]. Acea parte a oscilatorului care introduce în condiția de oscilație *o variație mai rapidă a fazei cu frecvența* are rolul esențial în determinarea frecvenței de oscilație și deci și în stabilitatea acestei frecvențe. De exemplu, dacă un oscilator conține două circuite rezonante, frecvența este determinată de acela care are un factor de calitate mai ridicat. Ca urmare, atenția principală trebuie îndreptată spre acest circuit: trebuie să fie realizat îngrijit cu elemente stabile (eventual compensat termic), să fie cuplat slab cu tranzistorul și să se evite cuplajul direct cu sarcina (anexa 2.3) etc.

Tot de aici rezultă și utilitatea cristalelor de cuarț (elemente rezonante cu factor de calitate foarte ridicat) în oscilatoarele pe frecvență fixă.

2.19. OSCILATOARE CU CRISTAL DE CUARȚ

2.19.1. CRISTALUL DE CUARȚ

Cuarțul este tăiat după anumite direcții cristalografice, este șlefuit și i se depun electrozi metalici pe două fețe paralele. O tensiune alternativă aplicată pe electrozi provoacă vibrații mecanice datorită acțiunii cîmpului electric

* Pentru comparație, în cazul rețelei Wien cu $R_1 = R_2 = R$ și $C_1 = C_2 = C$ avem $|S_F| = 2/3$, deci stabilitatea frecvenței este mult mai redusă.

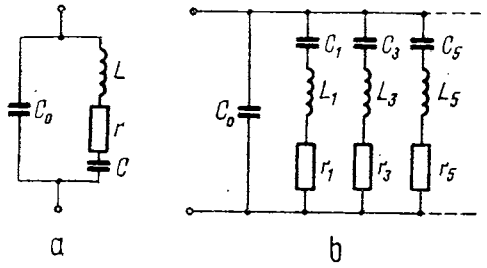


Fig. 2.79. Circuite echivalente pentru cristalul de cuarț (C_0 = capacitatea monturii).

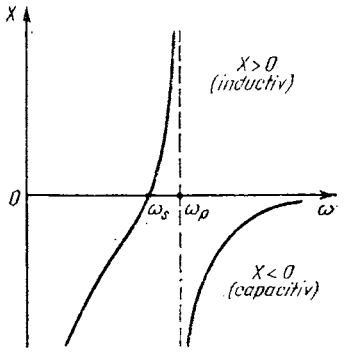


Fig. 2.80. Variația cu frecvența a reactanței cristalului de cuarț (se neglijează pierderile).

asupra sarcinilor electrice din rețea (efectul piezoelectric invers). Din punct de vedere electric, *cristalul oferă o impedanță cu proprietăți de circuit rezonant.* Frecvența de rezonanță (de la 1 kHz la circa 20 MHz) și factorul de calitate (de la cîteva mii la sute de mii) depind de dimensiunile, de orientarea cristalului și de montarea acestuia. Modul în care este tăiat cristalul în raport cu direcțiile cristalografice este de asemenea important pentru mărimea coeficientului de temperatură al frecvenței de rezonanță.

Cel mai simplu circuit echivalent al cuarțului este cel din figura 2.79, *a*. Circuitul mai complet din figura 2.79, *b* arată posibilitatea rezonanței pe diverse frecvențe (overtone): acestea sînt armonici impare ale modului fundamental de oscilație. Capacitatea C_0 din figura 2.79 este asociată monturii [5], [15].

Variația cu frecvența a reactanței (se neglijează rezistența r) este arătată în figura 2.80. Se constată existența unei *rezonanțe serie* la frecvența

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{2.231}$$

și a unei *rezonanțe paralel* la frecvența

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L\dfrac{CC_0}{C+C_0}}} \gtrsim \omega_s, \tag{2.232}$$

mai mare, dar foarte apreciată de precedenta.

Exemplu. Se dau $\omega_0 = 1/\sqrt{LC} = \omega_s = 10^7$ rad/s ($f_s = \omega_s/2\pi = 1{,}59$ MHz), $C/C_0 = 1/100$, $C_0 = 4$ pF și $Q = 20\,000$. Se cere să se evalueze L, C și r.

Avem succesiv $C = 0{,}04$ pF, $L = 250$ mH și $r = 125\ \Omega$ (din $Q = \omega_0 L/r$).

2.19.2. OSCILATOARE CARE UTILIZEAZĂ REZONANȚA SERIE

La rezonanța serie cristalul are o impedanță practic nulă (sau foarte mică în raport cu celelalte impedanțe din circuit). El poate fi plasat într-o rețea de reacție pozitivă (un divizor) care va avea o atenuare minimă la frecvența ω_s a cristalului. O alternativă este utilizarea ca un scurtcircuit al unei

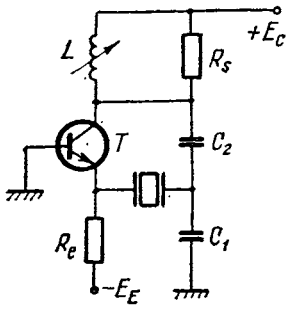


Fig. 2.81. Oscilator Colpitts cu cristal de cuarț funcționînd pe frecvența de rezonanță serie.

rezistențe de polarizare, astfel ca amplificarea dispozitivului electronic să fie maximă la frecvența de rezonanță.

Un prim exemplu apare în figura 2.81 (oscilator Colpitts). Semnalul la intrarea tranzistorului este adus printr-un divizor format din cristalul de cuarț și R_e (în paralel cu rezistența de intrare a tranzistorului). Reacția pozitivă este maximă la frecvența la care impedanța cristalului este minimă (ω_s). Curentul alternativ de emitor este aproximativ egal cu curentul care trece prin cristal (R_e are valori de kΩ sau zeci de kΩ). Dar *curentul* care trece prin cristal este *sinusoidal* deoarece un circuit rezonant serie prezintă o impedanță mult mai mare pentru armonicile curentului a cărui fundamentală este egală cu frecvența de rezonanță. Cu alte cuvinte, cuarțul forțează un curent sinusoidal. Ca urmare, tensiunea bază-emitor va fi nesinusoidală (datorită neliniarității caracteristicii de transfer exponențiale). Calculele arată că și în acest caz se poate ajunge la limitarea amplitudinii de oscilație [5].

În schema modificată cu două tranzistoare din figura 2.82, T_2 joacă rolul unui repetor pe emitor care comandă tranzistorul amplificator principal, T_1. Dacă R_B este mic în raport cu impedanța de intrare (valoare „medie" pentru semnal mare) în repetorul pe emitor, atunci curentul sinusoidal prin cristalul de cuarț va trece practic în întregime prin R_B și tensiunea de excitație a lui T_1 va fi aproximativ sinusoidală (se poate aplica teoria din § 2.12).

Schema din figura 2.83 exemplifică cel de al doilea mod de utilizare a cristalului pe modul de rezonanță serie: la frecvența ω_s rezistența din emitor este scurtcircuitată, amplificarea tranzistorului este mare și apar oscilații.

2.19.3. OSCILATOARE CARE UTILIZEAZĂ REZONANȚA PARALEL

Atunci cînd este folosit în *modul de rezonanță paralel,* cristalul se comportă inductiv (fig. 2.80): el poate fi folosit în locul unei inductanțe în schemele de tip Hartley sau Colpitts, așa cum se arată în figura 2.84. În schema de tip

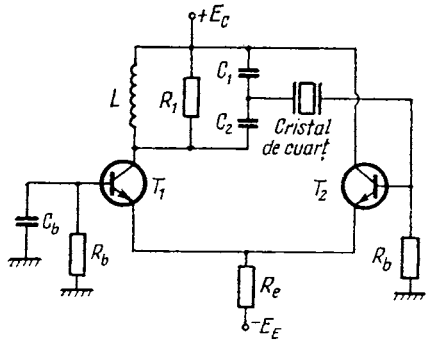


Fig. 2.82. Oscilator Colpitts cu două tranzistoare cuplate prin emitor și cristal de cuarț funcționînd pe frecvența de rezonanță serie. R_s este rezistența de sarcină.

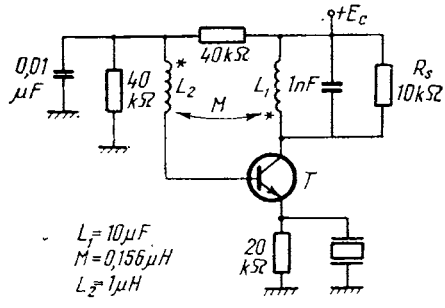


Fig. 2.83. Oscilator cu circuit acordat în colector și cristal de cuarț, funcționînd pe frecvența de rezonanță serie.

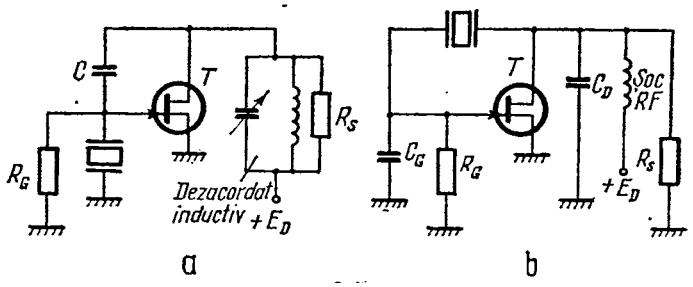


Fig. 2.84. Oscilatoare cu tranzistor cu efect de cîmp de tip Miller (*a*) și Pierce (*b*) în care cristalul de cuarț funcționează pe frecvența de rezonanță paralel, înlocuind o inductanță din schema de tip Hartley (*a*) și respectiv Colpitts (*b*).

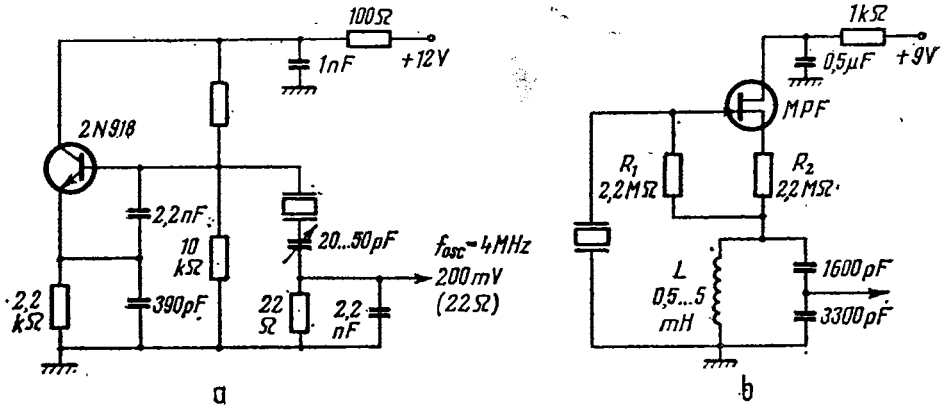


Fig. 2.85. Oscilator de tip Clapp cu tranzistor bipolar și cristal de cuarț lucrînd pe frecvența de rezonanță derivație (*a*) și oscilator Miller cu cristal de cuarț, tranzistor cu efect de cîmp cu drena la masă și ieșirea prin divizor capacitiv (f_{osc} = 100 kHz) (*b*).

Miller din figura 2.84, *a* circuitul acordat din drenă lucrează dezacordat inductiv. Frecvența de oscilație este determinată de cristalul de cuarț. Reacția pozitivă are loc prin capacitatea C (dar și capacitatea drenă-poartă a tranzistorului poate juca același rol). R_G formează împreună cu C_0 (capacitatea monturii cuarțului, fig. 2.79, *a*) circuitul de polarizare dinamică.

Schema Pierce din figura 2.84, *b* este derivată din cea de tip Colpitts.

Figura 2.85 reprezintă două scheme practice de oscilatoare cu cristal de cuarț [1].

Stabilitatea frecvenței oscilatoarelor cu cuarț este de ordinul a 10^{-6} sau 10^{-7} și poate atinge 10^{-8}—10^{-9} dacă se termostatează cuarțul. În afară de aceasta, trebuie redus la minimum semnalul pe cristalul de cuarț deoarece disipația care apare determină o încălzire a acestuia și o variație a frecvenței.

Dezavantajul oscilatoarelor cu cuarț este funcționarea pe frecvență fixă, determinată de cristalul de cuarț folosit. Reglajul frecvenței de oscilație nu este posibil decît în limite extrem de restrînse.

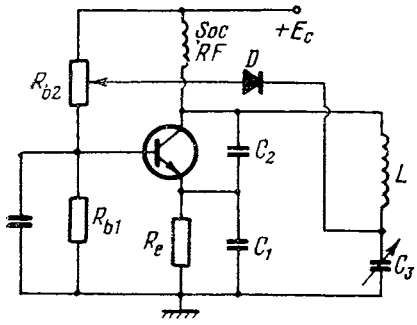


Fig. 2.86. Limitarea amplitudinii de oscilație cu diodă semiconductoare la un oscilator Clapp. Creșterea amplitudinii produce deschiderea diodei, micșorarea curentului de polarizare a bazei și scăderea pantei tranzistorului.

2.20. STABILITATEA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE

Stabilitatea amplitudinii de oscilație este strîns legată de mecanismul de limitare al amplitudinii de oscilație. Aceste mecanisme (discutate în principal în §§ 2.7 și 2.12) și proprietățile lor sînt rezumate în tabelul 2.2 (v. pag. 125). Ele au fost deja exemplificate în acest capitol, cu excepția limitării cu o singură diodă care este ilustrată în figura 2.86. Mai menționăm faptul că polarizarea dinamică folosită în oscilatoarele cu TEC asigură nu numai limitarea amplitudinii de oscilație ci și o *autoreglare* a acesteia: într-adevăr, o creștere accidentală a amplitudinii de oscilație determină o creștere a tensiunii de polarizare în sensul blocării tranzistorului, deci reducerea amplificării și tendința de restabilire a amplitudinii etc. Din acest punct de vedere, polarizarea dinamică este înrudită cu limitarea prin control automat al amplificării.

Cauzele care determină instabilitatea amplitudinii de oscilație sînt:

— variația temperaturii;

— variația tensiunii de alimentare;

— variația sarcinii.

Sensitivitatea amplitudinii de oscilație, fie ea U_{osc}, la variația unui anumit parametru al circuitului, notat cu μ, este evaluată prin coeficientul

$$S_\mu = \frac{\Delta U_{osc}/U_{osc}}{\Delta\mu/\mu} \tag{2.233}$$

Evaluarea acestui coeficient presupune determinarea lui U_{osc} pentru cel puțin două valori (suficient de apropiate) ale lui μ. Dacă limitarea se face cu termistor sau cu TEC, calculul este relativ ușor. Atunci cînd limitarea se datorește elementului amplificator, este necesară o teorie neliniară (sau cvasiliniară) pentru a obține rezultate cantitative.

Exemplu. Vom considera oscilatorul Colpitts cu tranzistor bipolar din figura 2.60. Ținînd seama că $U_1/U_{osc} \simeq C_2/C_1$ ($C_1 \gg C_2$) și $U_1 = (kT/e)x$, avem

$$U_{osc} \simeq \frac{C_1}{C_2}\,\frac{kT}{e}\,x. \tag{2.234}$$

Concomitent

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{G}{g_m}\,\frac{C_1}{C_2} = \varphi(x), \qquad G = \frac{1}{R}, \tag{2.235}$$

unde R este rezistența de sarcină.

Pentru început, vom considera efectul variației sarcinii și al tensiunii de alimentare. Deoarece C_1/C_2 și T sînt constante în relația (2.234), variația relativă a lui U_{osc} este identică cu variația relativă a lui x. Din relația (2.235) rezultă că variațiile lui x cu

$$g_m \simeq \frac{eI_E}{kT} \simeq \frac{eE_E}{kTR_e} \tag{2.236}$$

sau cu $R = \frac{1}{G}$ sînt cu atît mai mici cu cît $\varphi(x)$ variază *mai rapid* cu x. Calculul matematic (anexa 2.4) arată că variația cea mai abruptă a lui $\varphi(x)$ apare pentru $x \approx 2$ [5], ceea ce corespunde la $U_1 \approx 2\ kT/e \approx 0{,}05$ V (la temperatura camerei) etc. Aceste concluzii pot fi folosite în proiectare.

În etapa următoare vom admite că variază C_1/C_2 și T, dar R și E_E rămîn constante. Examinînd relația (2.234), constatăm că stabilizarea amplitudinii de oscilație nu coincide cu stabilizarea lui x. Se va ține seama (anexa 2.4) că la *amplitudini mari de oscilație* ($x \gg 1$)

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \varphi(x) \approx \frac{2}{x}. \tag{2.237}$$

Plecînd de la relațiile (2.235)—(2.237) și folosind $U_1/U_{osc} \simeq C_2/C_1$ găsim

$$\frac{1}{Rg_m}\,\frac{C_1}{C_2} \simeq \frac{1}{Rg_m}\,\frac{U_{osc}}{U_1} \simeq \frac{2}{eU_1/kT} \tag{2.238}$$

$$U_{osc} \simeq \frac{2I_E}{G} = 2RI_E. \tag{2.239}$$

Formula (2.239) indică o valoare a amplitudinii de oscilație independentă de C_1/C_2 și de temperatură. Rezultatul are o interpretare simplă: R este impedanța de sarcină a tranzistorului la frecvența de oscilație (practic identică cu frecvența de rezonanță a circuitului acordat), în timp ce $2\ I_E \simeq 2I_{C_0}$ este amplitudinea fundamentalei curentului de colector (§ 2.12). Amplitudinea de oscilație pe o sarcină dată R poate fi ușor reglată prin modificarea lui $I_E \simeq E_E/R_e$ (a se vedea și aplicația numerică din § 2.15).

BIBLIOGRAFIE

1. Băjeu, G., Stancu, Gh. *Generatoare de semnale sinusoidale.* Editura tehnică, București, 1979.
2. Bulucea, C., Cserveny, St. *Tuburi, tranzistoare și circuite electronice — Îndrumar de laborator,* Editura didactică și pedagogică, București, 1966.
3. Bulucea, C., Vais, M., Profeta, H. *Circuite integrate liniare.* Editura tehnică, București, 1976.
4. Cassignol, E. J. *Theorie et pratique des circuits a semiconducteurs,* Tome II, *Electronique non-lineaire.* Dunod, Paris, 1966.
5. Clarke, K. K., Hess, D. T. *Communication circuits: analysis and design.* Addison-Wesley, 1971, Reading, Massachusetts.
6. Costea, I. *Oscilatoare de audiofrecvență. Teorie și aplicații.* Litografiat, Institutul politehnic., București, 1979.
7. Dascălu, D. *Complemente la cursul de circuite electronice.* Litografiat, Institutul politehnic, București, 1974.
8. Dascălu, D. *Electronic processes in unipolar solid state devices.* Editura Academiei, București și Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent, 1977.
9. Dascălu, D. *Circuite electronice — note de curs.* Litografiat, Institutul politehnic, București, 1979.
10. Dolocan, V. *Dispozitive electronice cu corp solid.* Editura Academiei, București, 1978.
11. Drăgănescu, M. *Analiza funcționării unui oscilator cu limitare „jos".* În: Telecomunicații, vol, 6, pp. 51—60, martie-aprilie 1962.
12. Drăgănescu, M. *Note de curs, Tuburi, tranzistoare și circuite electronice,* 1963—1967.

13. „Farell, Ch. L. *Field-effect transistor oscillatcrs.* Texas Instruments Application Note, Dallas, Texas.
14. Howes, M. J., Morgan, D. V. *Microwave devices. Device circuit interactions.*, John Wiley, London, 1976.
15. Millman, J., Halkias, C. *Integrated electronics.* Mc Graw Hill, New York, 1972.
16. Piringer, R., Samachișă, Gh., Cserveny, St. *Dispozitive electronice.* Editura didactică și pedagogică, București, 1976.
17. Rulea, G. *Tehnica frecvențelor foarte înalte.* Editura didactică și pedagogică, București, 1972.
18. Săvescu, M., Popovici, Al., Popescu, M. *Circuite electronice,* vol. I și II. Editura tehnică, București, 1967, 1969.
19. Săvescu, M. *Circuite electrice liniare.* Editura didactică și pedagogică, București, 1968.
20. Sigorskii, V. P. *Analiz elektronîh shem.* Kiev, 1960.
21. Tănăsescu, T. *Manual de tuburi și circuite electronice,* vol. I—III. Editura Academiei, București, 1955—1957.
22. Timotin, A., ș.a. *Lecții de bazele electrotehnicii,* vol II, Editura didactică și pedagogică, București, 1964.
23. Vătășescu, A., ș.a. *Circuite cu semiconductoare în industrie. Amplificatoare și oscilatoare.* Editura tehnică, București, 1971.
24. * * * *Solid-state communications.* Mc Graw-Hill, New York, 1966 (Texas Instruments Series).
25. * * * *RCA RF power transistor manual.* RCA Corporation, Somerville, New Jersey, 1971.

3

REDRESOARE MONOFAZATE

3.1. INTRODUCERE

Funcționarea majorității circuitelor electronice se bazează pe utilizarea energiei de la una sau mai multe surse de alimentare în curent continuu. Cu toate că se pot folosi baterii sau alte surse de energie portabile, de cele mai multe ori tensiunea continuă se obține prin conversia tensiunii alternative din rețeaua de distribuție cu frecvența de 50 Hz. Această conversie se realizează cu ajutorul redresoarelor. Transformarea tensiunii alternative într-o tensiune care are o componentă continuă diferită de zero este posibilă datorită elementelor neliniare pe care le conține circuitul redresor.

În cele ce urmează se vor studia numai redresoarele monofazate de mică putere (< 1 kVA), destinate în special alimentării aparaturii electronice și a instalațiilor electronice de mică putere.

Figura 3.1 prezintă structura tipică a unui redresor electronic. Înaintea circuitului de redresare propriu-zis R, se găsește un transformator T. Acesta are rolul de a modifica tensiunea de c.a. a rețelei la nivelul necesar obținerii tensiunii continue dorite și de a izola aparatul electronic, alimentat de redresor, de rețeaua de curent alternativ.

După circuitul de redresare se intercalează un filtru F pentru a extrage componenta continuă și pentru a elimina pe cît posibil componentele alternative ce apar la ieșirea circuitului redresor. Aceste componente au frecvența egală cu multipli întregi ai frecvenței tensiunii de alimentare și deci filtrul F trebuie să aibă caracterul unui filtru trece-jos, cu frecvența de tăiere foarte joasă.

Multe din componentele electronice actuale, pentru a realiza performanțe bune, necesită tensiuni de alimentare bine determinate și stabile față de variația sarcinii și a tensiunii rețelei. Din acest motiv, după filtru se intercalează de multe ori un stabilizator St care alimentează sarcina S. Aceasta este determinată de consumul circuitelor electronice alimentate de ansamblul redresor.

Stabilizatoarele de tensiune vor fi prezentate în capitolul următor. În capitolul de față se prezintă cîteva tipuri de redresoare monofazate, de mică putere, fără stabilizatoare, la care sarcina se echivalează printr-o rezistență. La început se consideră redresoarele fără filtru, mai simplu de tratat, care permit să se realizeze o bună introducere în acest subiect. În continuare, se tratează cazul cel mai des întîlnit în alimentarea aparaturii electronice de mică

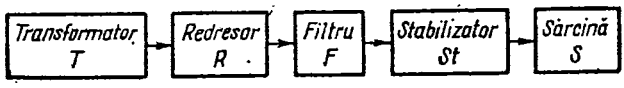


Fig. 3.1. Structura tipică a unui redresor.

putere, al redresoarelor cu filtru capacitiv, C. Pe baza unei simplificări (se neglijează efectul rezistenței transformatorului și a diodei) se scoate în evidență faptul că rezultatele nu se mai pot explicita sub formă de formule. Ele trebuiesc calculate și se dau sub formă de grafice. Pe baza unor astfel de grafice, în ultima parte, se dă un ghid de proiectare însoțit de un exemplu.

Nu se tratează calculul simplificat al redresoarelor cu filtru capacitiv, [1] deosebit de instructiv, aplicabil și în alte cazuri cum ar fi de exemplu în detecție. De asemenea, din lipsă de spațiu nu se fac referiri la filtrele cu inductanță și cele combinate, [2], [6]. Se consideră că pe baza materialului prezent, se pot ușor aborda și celelalte tipuri de redresoare atît sub aspect teoretic cît și practic, de proiectare.

3.2. REDRESOARE FĂRĂ FILTRU

3.2.1. ANALIZA SIMPLIFICATĂ A UNUI REDRESOR MONOALTERNANȚĂ

În figura 3.2 se prezintă o schemă de redresor monoalternanță. Redresorul propriu-zis constă din dioda semiconductoare D conectată între transformatorul T, cu n_1 spire în primar și n_2 spire în secundar și rezistența de sarcină R.

Tensiunea pe sarcină poate fi scrisă în forma:

$$u(t) = U_0 + \Delta u(t), \tag{3.1}$$

unde U_0 este componenta continuă a tensiunii periodice $u(t)$ iar $\Delta u(t)$ restul componentelor (variația față de U_0). În același mod

$$i(t) = I_0 + \Delta i(t), \tag{3.2}$$

cu I_0 curentul continuu prin sarcină iar $\Delta i(t)$ variația curentului față de I_0. Deoarece $u(t) = Ri(t)$, rezultă

$$I_0 = U_0/R. \tag{3.3}$$

Analiza simplificată a redresorului din figura 3.2 se bazează pe considerarea unei diode ideale și a unui transformator ideal. Transformatorul ideal presupune rezistențele înfășurărilor nule, dispersie nulă și curent de magnetizare nul. În aceste condiții, dacă tensiunea din primar este

$$e_1(t) = E_{1m} \sin \omega t, \tag{3.4}$$

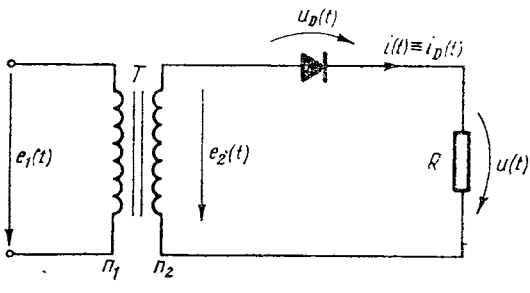


Fig. 3.2. Schema redresorului monofazat.

atunci tensiunea din secundar este

$$e_2(t) = E_{1m}\frac{n_2}{n_1} \sin \omega t = E_{2m} \sin \omega t. \tag{3.5}$$

Dioda ideală are caracteristica $i_D = f(u_D)$ ca în figura 3.3, *a* adică prezintă o cădere de tensiune nulă în conducție directă și o rezistență infinită în conducție inversă.

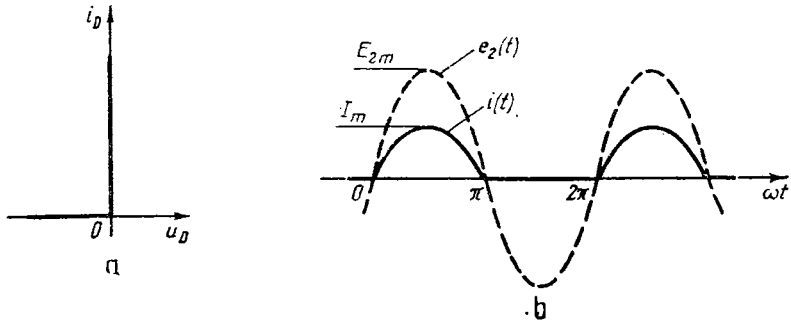


Fig. 3.3. Caracteristica diodei ideale (*a*) și forma curentului (*b*).

Pentru a obține expresia curentului $i(t) = i_D(t)$, se consideră că dioda D conduce ($u_D = 0$) și astfel

$$i(t) = \frac{e_2(t) - u_D}{R} = \frac{E_{2m}}{R} \sin \omega t. \tag{3.6}$$

Dioda D conduce cît timp, curentul $i(t)$ este pozitiv și este blocată cînd din (3.6) ar rezulta un curent negativ. Deci, curentul $i(t)$ se definește analitic astfel (fig. 3.3, *b*)

$$i(t) = I_m \sin \omega t \qquad 0 \leqslant \omega \leqslant \pi \tag{3.7}$$

$$i(t) = 0 \qquad \pi \leqslant \omega \leqslant 2\pi \tag{3.8}$$

cu

$$I_m = E_{2m}/R. \tag{3.9}$$

Același rezultat se obține dacă pentru diodă și rezistența de sarcină se deduce caracteristica echivalentă ca în figura 3.4, *a*. Curentul se poate acum determina grafic așa cum se arată în figura 3.4, *b*. Forma curentului $i(t)$ este tipică pentru redresarea monoalternanță și indică clar suprimarea alternanței negative pentru a obține o valoare medie I_0 diferită de zero.

Componenta medie I_0 se calculează pe baza definiției

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T i(t)\, dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} I_m \sin \omega t\, d(\omega t) = \frac{I_m}{\pi} \tag{3.10}$$

cu $T = 1/f = 2\pi/\omega$.

Din relațiile (3.3), (3.9) și (3.10) se obține tensiunea continuă pe rezistența de sarcină

$$U_0 = I_0 R = \frac{I_m}{\pi} \cdot R = \frac{E_{2m}}{\pi} = \frac{1}{2{,}22} \left(\frac{E_{2m}}{\sqrt{2}} \right). \tag{3.11}$$

Tensiunea continuă este însoțită de variații (componente alternative). Puterea utilă pe sarcină este determinată numai de componenta continuă și astfel este justificat să se introducă *randamentul conversiei* ca raportul dintre puterea de curent continuu debitată pe sarcină și puterea totală

$$\eta = \frac{P_0}{P_{tot}} = \frac{R I_0^2}{R (I_{ef})^2} = \left(\frac{I_0}{I_{ef}} \right)^2. \tag{3.12}$$

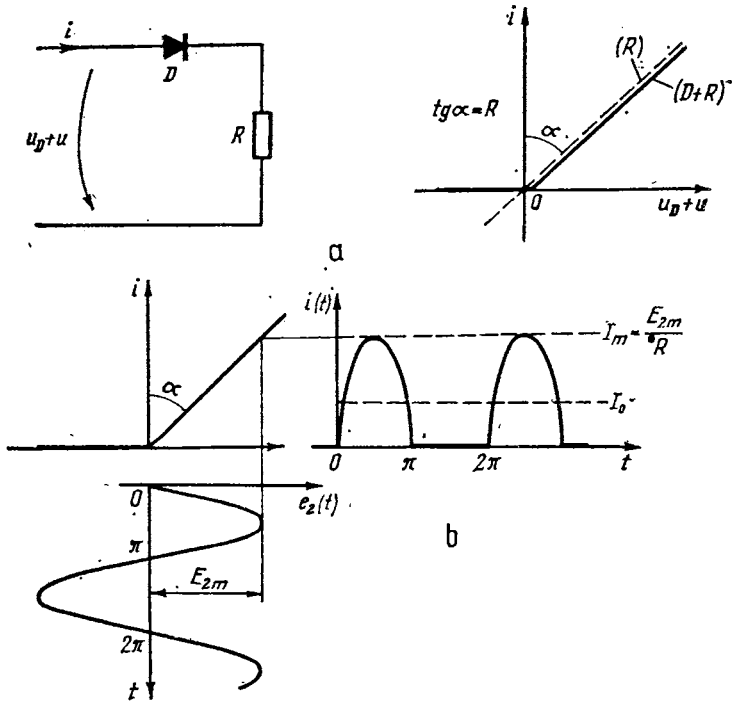


Fig. 3.4. Caracteristica echivalentă a diodei și rezistenței de sarcină (*a*) și determinarea grafică a curentului (*b*).

Pătratul valorii efective I_{ef}^2 este dat de expresia

$$I_{ef}^2 = \frac{1}{T}\int_0^T i^2(t)\,\mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} I_m^2 \sin^2 \omega t\,\mathrm{d}(\omega t) = \frac{I_m^2}{4} \tag{3.13}$$

sau

$$I_{ef} = \frac{I_m}{2} = 1{,}57\, I_0. \tag{3.14}$$

Randamentul conversiei devine acum

$$\eta = \left(\frac{I_m/\pi}{I_m/2}\right)^2 = 0{,}406 = 40{,}6\%. \tag{3.15}$$

Prin modul în care s-a calculat, η este un randament ideal deoarece nu ține seama de puterea ce se disipă în realitate în diodă și transformator. Rezultă deci că randamentul real al unei scheme conform figurii 3.2 este mai mic decît 40,6%.

Pentru a aprecia calitatea componentei continue obținută prin redresare, interesează și abaterile $\Delta i(t)$, respectiv $\Delta u(t)$ din (3.1), (3.2). Din dezvoltarea în serie Fourier a curentului $i(t)$ reprezentat în figura 3.3, *b*, rezultă

$$i(t) = I_0 + \frac{I_m}{2}\sin \omega t - \frac{2}{3}\cdot\frac{I_m}{\pi}\cos 2\omega t - \ldots \tag{3.16}$$

iar din $u(t) = Ri(t)$ se obține și dezvoltarea pentru $\Delta u(t)$.

Se poate defini acum un *factor de ondulație* γ ca raportul dintre amplitudinea componentei alternative de frecvență minimă și mărimea componentei continue

$$\gamma = \left(\frac{I_m}{2} R\right) \Big/ U_0 = \left(\frac{I_m}{2} R\right) \Big/ \left(\frac{I_m}{\pi} R\right) = \frac{\pi}{2} = 1{,}57. \tag{3.17}$$

Un factor de ondulație γ', care ține cont de aportul tuturor componentelor variației $\Delta u(t)$, se definește ca raportul dintre valoarea efectivă a tensiunii $\Delta u(t)$ și tensiunea continuă pe sarcină,

$$\gamma' = \frac{(\Delta u)_{ef}}{U_0} = \frac{R(\Delta i)_{ef}}{RI_0} = \frac{(\Delta i)_{ef}}{I_0}. \tag{3.18}$$

Ținînd cont că

$$I_{ef}^2 = I_0^2 + (\Delta i_{ef})^2 \tag{3.19}$$

rezultă pentru γ' valoarea

$$\gamma' = \sqrt{\left(\frac{I_{ef}}{I_0}\right)^2 - 1} = \sqrt{\frac{\pi}{4} - 1} \cong 1{,}21. \tag{3.20}$$

Tensiunea pe diodă, $u_D(t)$, este nulă cînd $i(t) > 0$, deci $e_2(t) > 0$ (diodă ideală) și egală cu $e_2(t)$ cînd dioda este blocată ($i(t) = 0$). Rezultă astfel că tensiunea inversă maximă pe diodă $(U_{D\,inv})_M$ este E_{2m}. Curentul maxim prin diodă I_{DM} este I_m, iar valoarea medie a curentului prin diodă I_{D0} este $I_0 = I_m/\pi$. S-au specificat astfel mărimile schemei care precizează solicitarea diodei și care permit alegerea corectă a diodei.

Să nu se uite că tratarea de mai sus consideră o diodă și un transformator ideal. Rezultate apropiate de cele obținute apar în cazul în care tensiunea de deschidere a diodei este relativ mică față de E_{2m} și rezistența echivalentă în conducție, împreună cu rezistența echivalentă din secundarul transformatorului, sînt mici în raport cu rezistența de sarcină *. Tensiunea de deschidere a unei diode cu Si se poate considera de 0,5—0,7 V, iar a uneia cu Ge de 0,15—0,2 V. Rezistențele neglijate, de multe ori sînt sub 1 Ω la curenți I_0 de ordinul 0,1—1 A.

3.2.2. REDRESOR DUBLĂ ALTERNANȚĂ CU PRIZĂ MEDIANĂ ȘI ÎN PUNTE

În figura 3.5 se prezintă schema redresorului dublă alternanță cu priză mediană. Denumirea vine de la secundarul transformatorului realizat cu o priză mediană. Tensiunea pe o jumătate a secundarului este în antifază cu tensiunea

* Pentru definiția tensiunii de deschidere și a rezistenței echivalente a diodei, a se vedea paragraful 3.2.3.

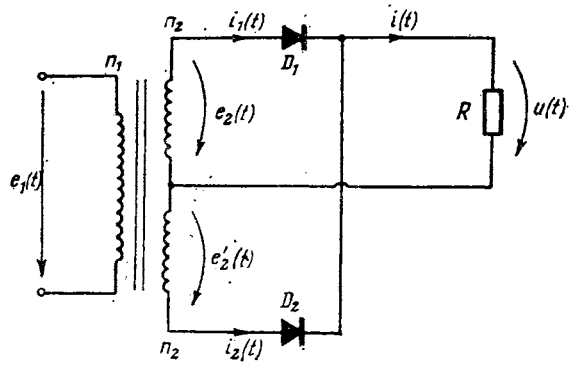


Fig. 3.5. Schema redresorului cu priză mediană.

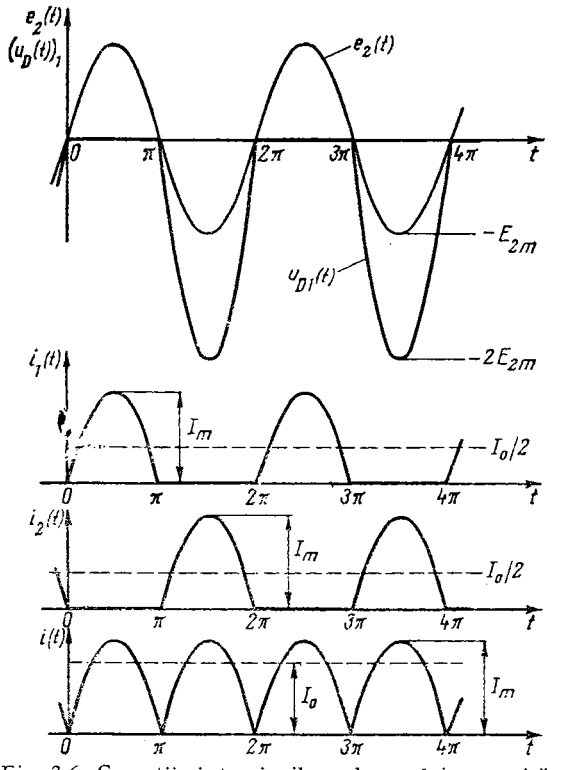


Fig. 3.6. Curenții și tensiunile redresorului cu priză mediană.

pe cealaltă jumătate. Tensiunea $e_2(t)$ are expresia (3.5). Presupunînd aceleași condiții simplificatoare, diodă ideală și transformator ideal, funcționarea și mărimile schemei se deduc ușor.

În alternanța pozitivă ($e_2>0$) conduce dioda D_1 și $e_2(t)$ se aplică rezistenței de sarcină. În alternanța negativă D_1 este blocată și conduce D_2, care aplică la ieșire tensiunea $e_2'(t)$ cu aceeași polaritate ca în alternanța precedentă. În acest fel, prin rezistența de sarcină R trece un curent în același sens în fiecare semiperioadă.

Pe baza funcționării redresorului monoalternanță rezultă direct expresiile și formele curenților din redresorul dublă alternanță. În figura 3.6 sînt reprezentați curenții pe fiecare braț și curentul total. Concomitent cu tensiunea $e_2(t)$ s-a reprezentat și tensiunea $u_{D1}(t)$ pe dioda D_1. Pentru dioda D_2 rezultă o tensiune similară, defazată cu 180° față de prima.

Curentul total $i(t)$, prin sarcină, devine de forma,

$$i(t) = I_m |\sin \omega t| \quad (3.21)$$

cu $I_m = E_{2m}/R$.

Ținînd cont de rezultatele din subcapitolul precedent, acest curent se poate scrie în forma

$$i(t) = i_1(t) + i_2(t) = \\ = i_1(t) + i_1\left(t - \frac{T}{2}\right) \quad (3.22)$$

rezultînd astfel, direct, dezvoltarea în serie Fourier de forma

$$i(t) = \frac{I_m}{\pi} + \frac{I_m}{2}\sin \omega t - \frac{2I_m}{3\pi}\cos 2\omega t - \ldots \\ + \frac{I_m}{\pi} + \frac{I_m}{2}\sin(\omega t - \pi) - \frac{2I_m}{3\pi}\cos(2\omega t - 2\pi) - \ldots \\ = \frac{2I_m}{\pi} - \frac{4I_m}{3\pi}\cos 2\omega t - \ldots . \quad (3.23)$$

Se observă că valoarea medie a curentului este acum de două ori mai mare decît la redresorul monoalternanță,

$$I_0 = 2\left(\frac{I_m}{\pi}\right) \tag{3.24}$$

și la fel tensiunea medie U_0

$$U_0 = 2\left(\frac{I_m}{\pi} R\right) = 2\frac{E_{2m}}{\pi}. \tag{3.25}$$

De asemenea, se constată că componentele variației față de I_0, (U_0) au frecvența minimă 2ω și nu ω ca în cazul redresorului monoalternanță.

Valoarea efectivă a curentului prin sarcină la pătrat I_{ef}^2 rezultă de două ori mai mare decît la redresorul monoalternanță,

$$I_{ef}^2 = 2\left(\frac{1}{T}\int_0^{T/2} I_m^2 \sin^2 \omega t \, dt\right) = 2\left(\frac{I_m}{2}\right)^2 \tag{3.26}$$

sau

$$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = 2\left(\frac{I_m}{\pi}\right)\cdot\frac{\pi}{2}\cdot\frac{1}{\sqrt{2}} = 1{,}11\ I_0. \tag{3.27}$$

Randamentul ideal al conversiei în acest caz devine

$$\eta = \frac{P_0}{P_{tot}} = (I_0/I_{ef})^2 = 8/\pi^2 = 0{,}812 = 81{,}2\% \tag{3.28}$$

și este de două ori mai bun decît în cazul precedent.

Factorul de ondulație γ rezultă ușor din (3.23)

$$\gamma = \left(\frac{4}{3}\cdot\frac{I_m}{\pi}\cdot R\right)\Big/\left(\frac{2}{\pi} I_m \cdot R\right) = \frac{2}{3} \cong 0{,}67 \tag{3.29}$$

iar factorul γ se calculează ținînd cont de relațiile (3.18), (3.19) în forma

$$\gamma' = \sqrt{\left(\frac{I_{ef}}{I_0}\right)^2 - 1} = \sqrt{(1{,}11)^2 - 1} \cong 0{,}48. \tag{3.30}$$

Solicitările diodelor caracterizate prin curentul maxim prin fiecare diodă I_{DM}, valoarea medie a curentului prin fiecare diodă I_{D0} și valoarea efectivă a curentului prin fiecare diodă I_{Def}, sînt aceleași ca la redresorul monoalternanță ($I_{DM} = I_m$, $I_{D0} = I_m/\pi$ și $I_{Def} = I_m/2$).

Tensiunea inversă maximă este acum $2E_{2m}$ și rezultă pe baza figurii 3.5. Cînd, de exemplu, D_1 este blocată, D_2 conduce și tensiunea pe dioda D_1 devine

$$U_{D1}(t) = 2e_2(t) \text{ cu } e_2 < 0$$

și deci $(U_{D\,inv})_M$ este $2E_{2m}$ (figura 3.6).

Un alt redresor dublă alternanță este cel *în punte* reprezentat în figura 3.7. În alternanța pozitivă ($e_2 > 0$) curentul din sarcină trece prin D_1 și D_2, iar în alternanța negativă trece în același sens prin sarcină cu ajutorul diodelor D_3, D_4. Funcționarea și formulele de calcul sînt identice cu cele de la redresorul din figura 3.5.

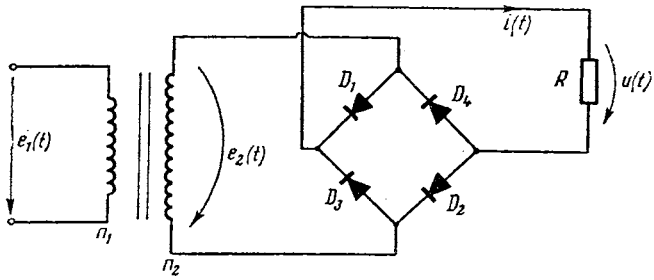
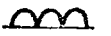


Fig. 3.7. Redresor dublă alternanță „în punte".

Tensiunea inversă maximă pe diode este acum numai E_{2m}, ceea ce reprezintă un avantaj. Se fabrică punți redresoare pentru o gamă largă de tensiuni inverse și curenți medii cu cost în continuă scădere. Avantajul esențial al acestui montaj este legat de construcția transformatorului. La aceeași tensiune redresată, montajul în punte necesită un secundar cu un număr de spire de două ori mai mic, ceea ce reduce volumul și greutatea transformatorului al cărui cost este ridicat.

În tabelul 3.1 se prezintă performanțele celor trei scheme studiate. E_{2m} este amplitudinea pe înfășurarea secundară sau pe jumătate din înfășurarea

TABELUL 3.1

Caracteristici / Tipul redresorului	mono alternanță	dublă alternanță	în punte
1. Numărul de diode	1	2	4
2. Forma tensiunii pe sarcină			
3. Curentul continuu prin sarcină (I_0)	I_m/π	$2I_m/\pi$	$2I_m/\pi$
4. Curentul continuu prin diodă (I_{D0})	I_m/π	I_m/π	I_m/π
5. I_{D0}/I_0	1	0,5	0,5
6. Curentul maxim prin diodă (I_{DM})	I_m	I_m	I_m
7. I_{DM}/I_{D0}	3,14	3,14	3,14
8. Curentul efectiv prin diodă (I_{Def})	$I_m/2$	$I_m/2$	$I_m/2$
9. I_{Def}/I_{D0}	1,57	1,57	1,57
10. I_{Def}/I_0	1,57	0,785	0,785
11. Tensiunea efectivă secundară / Tensiunea continuă	2,22	1,11	1,11
12. *Puterea primară (VA)* / Puterea continuă	3,49	1,23	1,23
13. *Puterea secundară (VA)* / Puterea continuă	3,49	1,75	1,23
14. Randamentul [%]	40,6	81,2	81,2
15. Factorul de ondulație γ	1,57	0,67	0,67
16. Factorul de ondulație γ' [%]	121	48,2	48,2
17. Tensiunea inversă maximă	E_{2m}	$2E_{2m}$	E_{2m}
18. Frecvența cea mai joasă a componentelor alternative	f	$2f$	$2f$

secundară în cazul transformatorului cu priză mediană. I_m este egal cu E_{2m}/R, unde R este rezistența de sarcină. Cu $f = \omega/2\pi$ s-a notat frecvența tensiunii alternative.

La cele prezentate pînă acum, ca exerciții, se propune determinarea și reprezentarea curentului din primarul transformatorului în cazul redresorului monofazat în comparație cu cel al transformatorului redresorului în punte și cu priză mediană. De asemenea, calculul parametrilor din tabelul 3.1, nedeterminați în paragrafele de mai sus (parametrii din pozițiile 12, 13).

3.2.3. EFECTUL TENSIUNII DE DESCHIDERE A DIODEI ȘI EFECTUL REZISTENȚEI ECHIVALENTE A DIODEI ȘI TRANSFORMATORULUI

Caracteristica reală curent-tensiune a unei diode semiconductoare arată ca în figura 3.8, *a*. Dioda, împreună cu rezistența de sarcină, au caracteristica rezultantă $(D + R)$ prezentată în figura 3.8, *b*. Pentru un redresor monoalter-

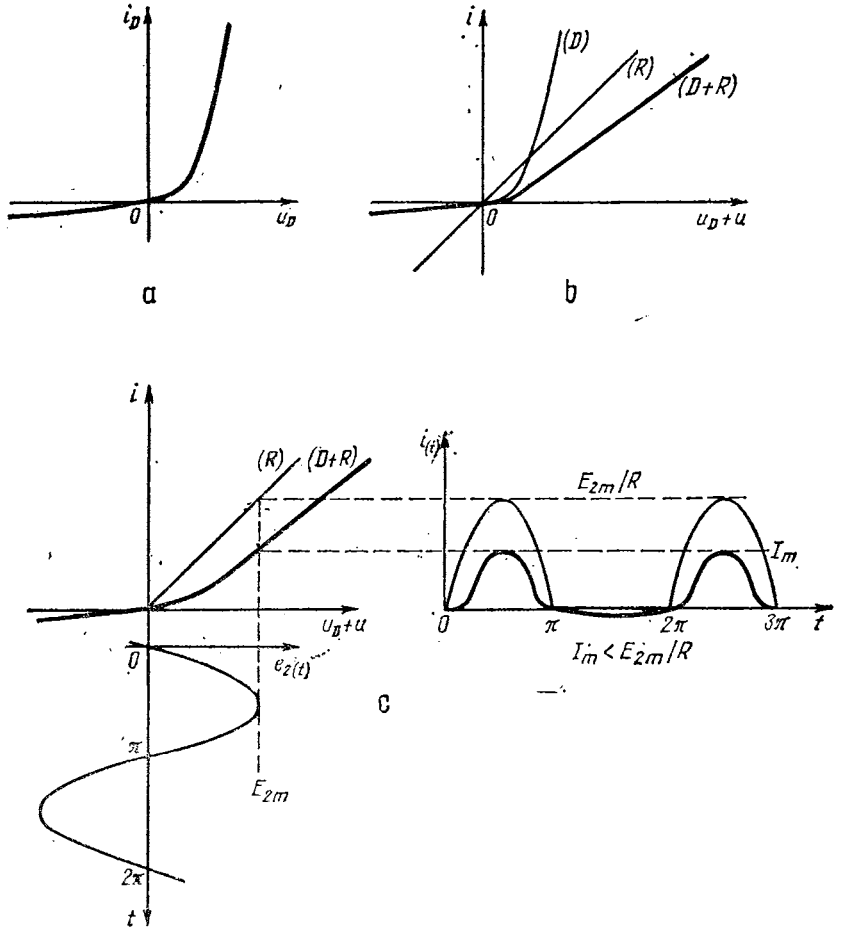


Fig. 3.8. Caracteristica diodei reale (*a*), Caracteristica echivalentă a diodei și rezistenței de sarcină (*b*) și determinarea grafică a curentului (*c*).

nanță cu transformator ideal, forma curentului se poate acum determina grafic conform figurii 3.8, *c*. Neliniaritatea caracteristicii determină o deformare a curentului și astfel acesta nu mai este sinusoidal.

Datorită înclinației mai mici a caracteristicii echivalente a diodei și rezistenței de sarcină față de cazul unei diode ideale, se obține un curent maxim ceva mai mic. Dacă se ține cont și de curentul invers, relativ mic, alternanța negativă a curentului nu este total suprimată și se înrăutățește puțin randamentul. Efectul acesta este neglijabil la diodele cu Si, iar la cele cu Ge se poate neglija pentru $I_0 > 10$ mA.

O tratare analitică este principial posibilă considerînd, pentru diodă, o caracteristică exponențială ideală [3], de forma

$$i_D = I_{s0}\left(e^{\frac{u_D}{V_T}} - 1\right) \tag{3.31}$$

sau de forma

$$u_D = V_T \ln\left(\frac{i_D}{I_{s0}} + 1\right) + i_D \cdot R_{DS}. \tag{3.32}$$

I_{s0} este curentul de saturație invers și U_T este „tensiunea termică" de valoare $\simeq 25$ mV la 20°C. Prin R_{DS} s-a notat *rezistența zonei neutre* a semiconductorului diodei.

Relația exponențială (3.31) sau (3.32) este greu de manipulat și de aceea se folosește o aproximare pe porțiuni cu drepte ca în figura 3.9, *a* (unde s-a neglijat curentul invers). *Tensiunea de deschidere* sau *de prag*, e_{D0} este aproximativ 0,5 ... 0,7 V la diodele cu Si și 0,15 ... 0,2 V la diodele cu Ge, depinzînd de domeniul curenților în care se face aproximarea. Panta dreptei, pentru $u_D > e_{D0}$ determină rezistența echivalentă (internă) a diodei în conducție directă, R_D. Ea se poate lua din catalog sau deduce pe baza caracteristicilor la diodele pentru curenți mari ($i_D > 10$ A) și se poate estima prin U_T/I_{D0} pentru curenți mici.

La curenți I_{D0} de 0,1—1 A rezultă R_D de ordinul 0,25—0,025 Ω. De multe ori această valoare este mult mai mică decît alte rezistențe care apar în serie cu ea (de exemplu, rezistența echivalentă a transformatorului secundar). Aproximării din figura 3.9, *a* îi corespunde, în conducție directă, $u_D > e_{D0}$, schema echivalentă din figura 3.9, *b*. În figura 3.9, *c* se prezintă caracteristica reală a diodelor românești cu Ge, EFR 136 și cu Si, 10 SI 05 [7].

Dioda cu o astfel de caracteristică aproximativă se deschide numai după depășirea tensiunii de deschidere e_{D0} și va conduce mai puțin de o jumătate de perioadă (fig. 3.10). Tensiunea de deschidere fiind de ordinul zecimilor de volt se poate în general neglija, cu excepția cazurilor cînd se cer tensiuni continue redresate $\leqslant 5$ V. Pentru a nu se complica tratarea, se neglijează în continuare e_{D0}. Această aproximare este justificată deci pentru $U_0 \gg e_{D0}$ și pentru diode de curenți mari la care $R_D \cong R_{DS}$.

Efectul rezistenței transformatorului este indicat în figura 3.11, *a* pentru cazul particular al redresorului monoalternanță. Rezistența totală introdusă de transformator este,

$$r_T = r_2 + r_1\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \tag{3.33}$$

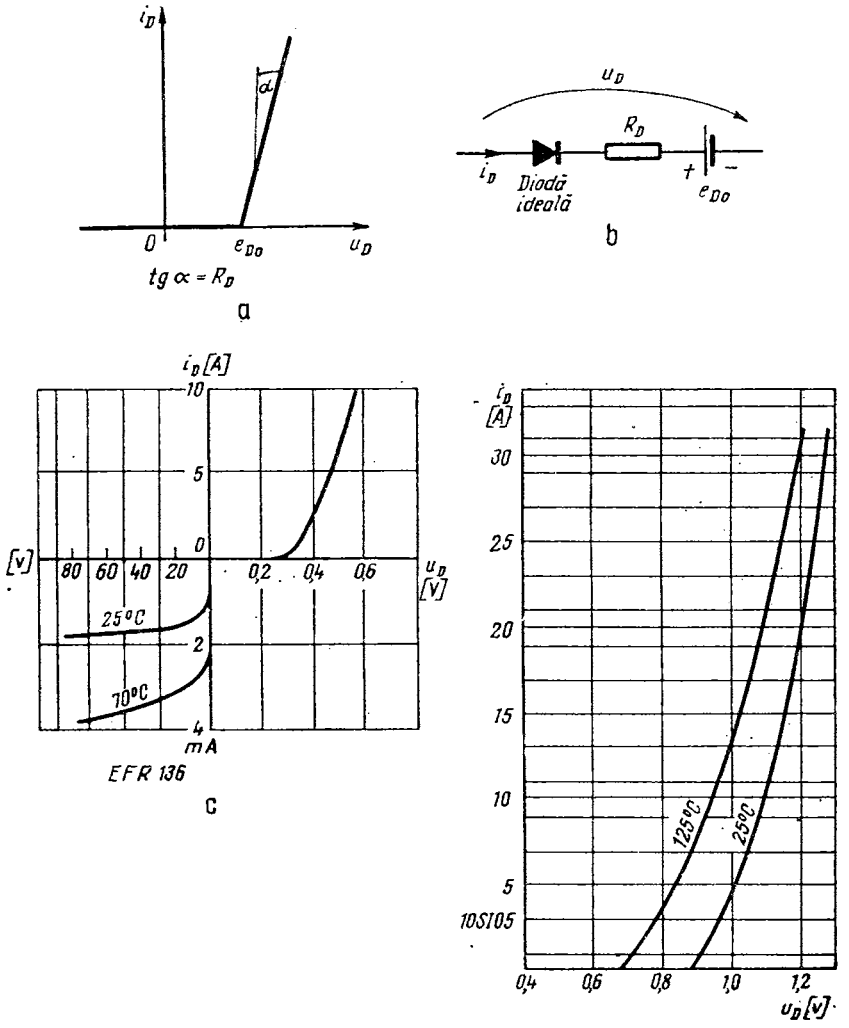


Fig. 3.9. Caracteristica diodei aproximată pe porțiuni cu drepte (*a*) și schema echivalentă care corespunde acestei caracteristici (*b*); *c* — caracteristica diodei cu Ge, EFR136 și cu Si, 10Si105.

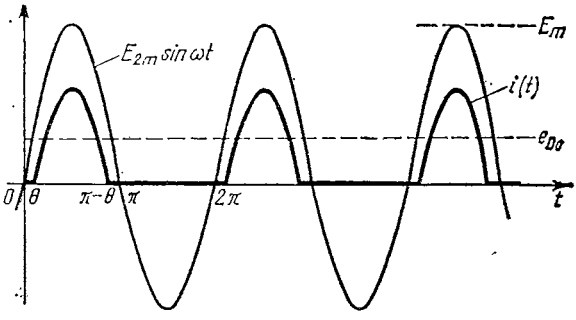


Fig. 3.10. Forma curentului dacă se consideră tensiunea de deschidere a diodei e_{D0}.

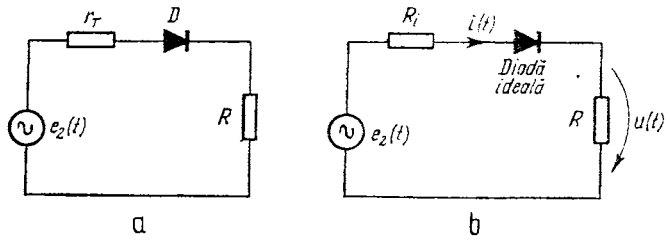


Fig. 3.11. Efectul rezistenței transformatorului și a diodei.

unde r_2 este rezistența înfășurării secundare, r_1 rezistența înfășurării primare, iar n_2/n_1 raportul numărului de spire din secundar și primar. Notînd cu R_i rezistența totală datorită diodei și transformatorului,

$$R_i = R_D + r_T,$$

și considerînd $e_{D0} \simeq 0$, schema redresorului monofazat se reduce la forma din fig. 3.11, *b* în care dioda este acum o diodă ideală.

Folosind rezultatele din paragraful 3.2.1 se deduce direct valoarea maximă a curentului $i(t)$ în semiperioada în care dioda conduce

$$I_m = \frac{E_{2m}}{R + R_i} = \frac{E_{2m}}{R}\left(\frac{1}{1 + R_i/R}\right) \tag{3.34}$$

Valoarea medie a curentului I_0 și tensiunea medie U_0 devin

$$I_0 = I_m/\pi = \frac{E_{2m}}{\pi R}\left(\frac{1}{1 + R_i/R}\right) \tag{3.35}$$

$$U_0 = I_0 \cdot R = \frac{E_{2m}}{\pi}\left(\frac{1}{1 + R_i/R}\right) \tag{3.36}$$

Dacă se exprimă U_0 funcție de I_0, eliminînd pe R în ultima parte a expresiei (3.36) rezultă *caracteristica externă a redresorului:*

$$U_0 = \frac{E_{2m}}{\pi} - R_i I_0. \tag{3.37}$$

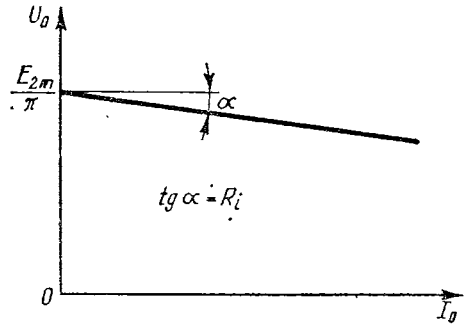


Fig. 3.12. Caracteristica externă a redresorului.

Ea exprimă dependența tensiunii continue redresate U_0 de curentul mediu consumat de la redresor (fig. 3.12). În gol ($I_0 = 0$) redresorul dă tensiunea continuă maximă E_{2m}/π. La creșterea curentului absorbit, scade tensiunea U_0 prin căderea de tensiune pe „rezistența internă" R_i a redresorului. Această scădere este comună tuturor tipurilor de redresoare și este de dorit ca ea să fie cît mai mică.

Caracteristica extremă ideală este o orizontală și indică faptul că tensiu-

nea redresorului nu depinde de sarcină. Cu cît R_i este mai mic, cu atît caracteristica externă este mai orizontală.

Randamentul redresorului se schimbă datorită prezenței rezistenței R_i. Pe baza aceleiași definiții rezultă

$$\eta = \frac{P_0}{P_{tot}} = \frac{RI_0^2}{(R+R_i)\,I_{ef}^2} = \left(\frac{I_0}{I_{ef}}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{1+R_i/R}\right) \tag{3.38}$$

Ținînd cont că raportul I_0/I_{ef} are aceeași valoare ca în cazul redresorului monofazat ideal din paragraful 3.2.1, η devine

$$\eta = \frac{1}{1+R_i/R} \cdot \frac{4}{\pi^2} < \frac{4}{\pi^2} \cong 0{,}406. \tag{3.39}$$

Această micșorare a randamentului se datorește pierderilor pe R_i (pe diodă și transformator). Din (3.34)—(3.36) se observă că și curentul maxim, respectiv curentul mediu și tensiunea medie se micșorează cu același factor $1/(1+R_i/R)$. Tensiunea inversă pe diodă este egală tot cu E_{2m}.

Calculele pentru redresoarele dublă alternanță se fac similar. Se propune, ca exercițiu, să se arate că tensiunea redresată este

$$U_0 = \frac{2E_{2m}}{\pi} \cdot \frac{1}{1+R_i/R} \tag{3.40}$$

iar ecuația caracteristicii externe devine

$$U_0 = 2\frac{E_{2m}}{\pi} - R_i I_0. \tag{3.41}$$

Randamentul devine acum de forma

$$\eta = \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{1}{1+R_i/R}. \tag{3.42}$$

La redresorul dublă alternanță cu priză mediană, din figura 3.5, R_i se determină din (3.34), în care r_T se calculează cu r_2 referitor la una din înfășurările secundare. În cazul redresorului în punte, deoarece în fiecare semiperioadă conduc cîte două diode, R_i se calculează în forma:

$$R_i = 2R_D + r_T. \tag{3.43}$$

Dacă se ține cont și de influența tensiunii de deschidere e_{D_0} (conform fig. 3.10), de exemplu în cazul redresorului monoalternanță, curentul maxim devine

$$I_m = \frac{E_{2m} - e_{D_0}}{R+R_i} = \frac{E_{2m}}{R}\left(\frac{1}{1+R_i/R}\right)\left(1 - \frac{e_{D_0}}{E_{2m}}\right) \tag{3.44}$$

iar curentul mediu I_0,

$$I_0 = \frac{I_m}{\pi} \cdot \alpha\left(\frac{e_{D_0}}{E_{2m}}\right). \tag{3.45}$$

Funcția $\alpha\left(\frac{e_{D_0}}{E_{2m}}\right)$ este de forma

$$\alpha\left(\frac{e_{D_0}}{E_{2m}}\right) = \cos\theta \cdot \frac{1}{(1 - e_{D_0}/E_{2m})}\,[1 - (e_{D_0}/E_{2m})\,(\pi/2 - \theta)] \tag{3.46}$$

cu θ conform figurii 3.10, deci determinat de relația

$$\sin \theta = \frac{e_{D_0}}{E_{2m}}. \tag{3.47}$$

Randamentul scade și mai mult. Caracteristica de ieșire rămîne liniară și tensiunea în gol devine

$$\frac{E_{2m}}{\pi}\left(1 - \frac{e_{D0}}{E_{2m}}\right) \cdot \alpha\left(\frac{e_{D0}}{E_{2m}}\right). \tag{3.48}$$

3.3. REDRESOARE CU FILTRU C (CAPACITATE)

În toate schemele analizate, tensiunea pe sarcină are o componentă importantă de curent alternativ suprapusă peste componenta dorită de curent continuu. Pentru multe aplicații, variația pronunțată (pînă la zero) a tensiunii pe sarcină este inadmisibilă și se impune folosirea unor filtre. În figura 3.13 se prezintă schema unui redresor monoalternanță cu filtru C. Capacitatea C, conectată în paralel pe rezistența de sarcină, se încarcă în intervalele de conducție ale diodei și se descarcă pe rezistența de sarcină în perioadele cînd dioda este blocată.

Dacă constanta de timp de descărcare a condensatorului, RC, este mult mai mare decît perioada determinată de frecvența rețelei,

$$RC \gg 1/f, \tag{3.49}$$

atunci condensatorul se descarcă foarte puțin în timpul unei perioade și tensiunea la bornele sale poate fi considerată aproximativ constantă. Dacă redresorul lucrează în gol ($R \to \infty$), atunci condensatorul C se încarcă la valoarea tensiunii de vîrf E_{2m} și tensiunea aceasta se păstrează constantă. Dioda rămîne mereu blocată și condensatorul nu se poate descărca. În sarcină, condensatorul se descarcă și apar variații de tensiune de-a lungul unei perioade. Valoarea medie pe sarcină este $U_0 < E_{2m}$. Cu cît R este mai mic, cu atît scade mai mult U_0 și pulsațiile sînt mai mari (condiția 3.49 nu mai este îndeplinită). Rezultă deci că U_0 depinde mult de I_0 și caracteristica externă este neliniară și puternic căzătoare.

O particularitate importantă este aceea că dioda semiconductoare este parcursă de vîrfuri mari de curent în cazul acestor filtre cu capacitate (v. § 3.3.1).

Analiza funcționării redresorului este acum relativ dificilă, datorită caracterului neliniar introdus de diodă. Rezistența echivalentă a transformatorului și diodei joacă un rol important la încărcarea condensatorului și prin aceasta se complică calculele. Neglijarea acestei rezistențe în paragraful următor are ca scop să simplifice tratarea și să scoată în evidență particularitățile introduse de capacitatea de filtraj [1].

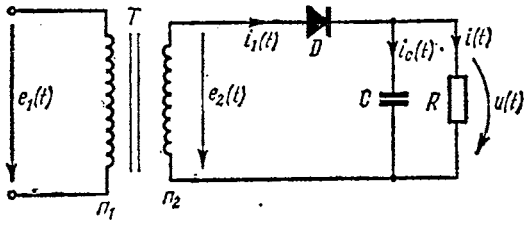


Fig. 3.13. Redresor monoalternanță cu filtru C.

3.3.1. STUDIUL REDRESORULUI CU FILTRU CAPACITIV NEGLIJÎND REZISTENȚA ECHIVALENTĂ A TRANSFORMATORULUI ȘI DIODEI

În figura 3.14 se prezintă variația unor mărimi electrice din circuitul reprezentat în figura 3.13. Se presupune o diodă ideală ($e_{D_0} = 0$, $R_D = 0$) și un transformator ideal, $r_T = 0$. Rezultă deci $R_i = 0$.

În intervalul cît dioda este deschisă, deoarece $R_i = 0$, tensiunea pe sarcină este egală cu tensiunea indusă în secundar

$$u(t) = e_2(t) = E_{2m} \sin \omega t. \tag{3.50}$$

După blocarea diodei, $u(t)$ scade exponențial, cu o constantă de timp egală cu RC, în forma

$$u(t) = A \exp - (t/RC); \quad A = \text{const.} \tag{3.51}$$

În continuare, ciclul se repetă și ca necunoscute au apărut θ_1, θ_2 și A. Pe baza figurii 3.14 rezultă imediat

$$A \exp\left(-\frac{\theta_2}{\omega CR}\right) = E_{2m} \sin \theta_2. \tag{3.52}$$

Curentul $i(t)$ prin sarcină, pe baza relației $i(t) = u(t)/R$ variază în același mod ca și $u(t)$. Ca variații necunoscute au rămas $i_c(t)$, curentul prin capacitate și $i_1(t)$, curentul prin diodă. Se observă ușor că între curenți există legătura

$$i_c(t) + i(t) = i_1(t). \tag{3.53}$$

Dioda va conduce în intervalele $\theta_1 < \omega t < \theta_2$, $\theta_1 + 2\pi < \omega t < \theta_2 + 2\pi$, ..., (fig. 3.14).

În aceste intervale, conform ecuației (3.51) curentul $i(t)$, prin sarcină, va fi

$$i(t) = \frac{E_{2m}}{R} \sin \omega t \tag{3.54}$$

iar curentul prin capacitate de filtraj $i_c(t)$ se obține din

$$i_c(t) = C \frac{du(t)}{dt}. \tag{3.55}$$

Ecuația (3.53) devine acum de forma

$$i_1(t) = \frac{E_{2m}}{R} (\sin \omega t + \omega CR \cos \omega t) \tag{3.56}$$

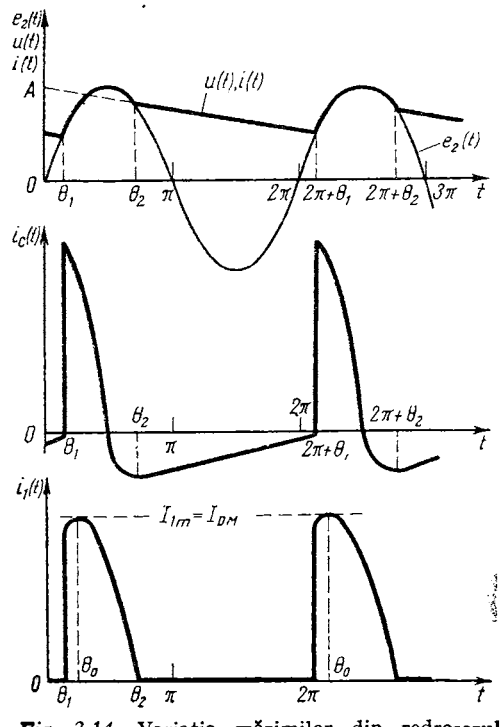


Fig. 3.14. Variația mărimilor din redresorul monoalternanță cu filtru C.

sau

$$i_1(t) = \frac{E_{2m}}{R}\sqrt{1+(\omega CR)^2}\,\sin(\omega t + \Phi) \tag{3.57}$$

cu

$$\Phi = \operatorname{arctg}(\omega CR) = \pi - \operatorname{arctg}(-\omega RC). \tag{3.58}$$

Pentru $\omega t = \theta_2$ rezultă $i_1 = 0$ și deci

$$\theta_2 = \operatorname{arctg}(-\omega CR) \tag{3.59}$$

iar $\Phi = \pi - \theta_2$.

Curentul $i_1(t)$ se poate acum scrie în forma

$$i_1(t) = I_{1m}\sin(\theta_2 - \theta)\,; \quad \theta = \omega t. \tag{3.60}$$

Maximul acestui curent apare pentru un unghi θ_0 care îndeplinește condiția $\theta_2 - \theta_0 = \pi/2$ sau

$$\theta_0 = \theta_2 - \frac{\pi}{2}\cdot \tag{3.61}$$

Dacă $\theta_0 \geqslant \theta_1$, atunci maximul lui $i_1(t)$ are loc într-adevăr la $\theta = \theta_0$ dat de (3.61) și are valoarea

$$i_{1\,max} = I_{1m} = \frac{E_{2m}}{R}\sqrt{1+(\omega CR)^2} = I_{DM} \tag{3.62}$$

Dacă însă $\theta_0 = \theta_2 - \pi/2 < \theta_1$, atunci expresia lui $i_1(t)$ nu este valabilă în momentul în care sinusul este maxim. Cum $i_1(t)$ scade cu creșterea lui θ, $i_1(t)$ va avea valoarea maximă în momentul deschiderii diodei ($\omega t = 0 = \theta_1$) și deci

$$i_{1\,max} = \frac{E_{2m}}{R}\sqrt{1+(\omega CR)^2}\,\sin(\theta_2 - \theta_1) = I_{DM}. \tag{3.63}$$

În același interval de timp, curentul prin condensator este (fig. 3.14)

$$i_c(t) = C\frac{\mathrm{d}u(t)}{\mathrm{d}t} = C\frac{\mathrm{d}e_2(t_1)}{\mathrm{d}t} = C\omega E_{2m}\cos\omega t. \tag{3.64}$$

Pentru intervalul cînd dioda este blocată, $u(t)$ are expresia (3.51). Constanta A se determină din condiția (3.52) și astfel

$$u(t) = E_{2m}\sin\theta_2\exp\left[-\frac{\omega t - \theta_2}{\omega CR}\right]. \tag{3.65}$$

În același interval de timp $i_c(t) = -i(t)$ și deci crește exponențial, așa cum este reprezentat și în figura 3.14. În vederea determinării unghiului θ_1 se pune condiția ca la $\omega t = \theta_1 + 2\pi$ tensiunea $u(t)$ dată de (3.65) să aibă valoarea pe care a avut-o $u(t)$ dat de (3.50) la $\omega t = \theta_1$ (condiția de periodicitate) Se obține astfel ecuația

$$\sin\theta_1 = \sin\theta_2\exp\left[-\frac{\theta_1 - \theta_2 + 2\pi}{\omega CR}\right] \tag{3.66}$$

Ținînd cont că θ_2 depinde numai de ωCR (conform relației (3.59), rezultă că și θ_1 este o funcție de ωCR.

$$\theta_1 = \theta_1(\theta_2, \omega CR) = \theta_1(\omega CR). \quad (3.67)$$

Dependența lui θ_1 și θ_2 de parametrul adimensional ωCR este prezentată în figura 3.15. Se observă că pentru $\omega CR > 3{,}6$ se poate considera $\theta_2 - \theta_1 < \pi/2$ și maximul curentului $i_1(t)$ (maximul curentului prin diodă) este dat de (3.63). Unghiul de conducție al diodei este chiar $\theta_2 - \theta_1$ și scade apreciabil cu creșterea lui ωCR, tinzînd spre zero pentru $\omega CR \to \infty$.

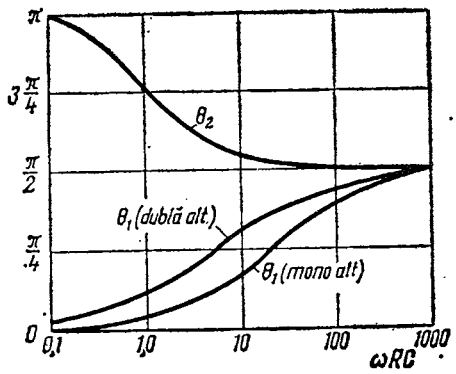


Fig. 3.15. Unghiul de conducție $(\theta_2 - \theta_1)$ pentru redresorul cu filtru *C*.

Este interesant de observat faptul că numai o parte din timpul de conducție al diodei este folosit pentru încărcarea condensatorului. Condensatorul se încarcă pentru $i_c > 0$ și $du/dt > 0$ în intervalul $\pi/2 - \theta_1$ (figura 3.14).

Redresorul *dublă alternanță* cu filtru C (fig. 3.16) se poate studia în același mod [1]. Este ușor de arătat că majoritatea formulelor rămîn valabile. Condiția de periodicitate trebuie să fie pusă pentru $\theta_1 + \pi$ (fig. 3.17) în loc de $\theta_1 + 2\pi$. Ca urmare, condiția (3.66) se scrie acum

$$\sin \theta_1 = \sin \theta_2 \exp\left[-\frac{\theta_1 - \theta_2 + \pi}{\omega RC}\right] \quad (3.68)$$

și ea determină curba $\theta_1 = \theta_1(\omega CR)$, reprezentată pentru redresorul dublă alternanță tot în figura 3.15.

Prin relațiile deduse se dispune acum de toate datele necesare calculului tensiunii medii U_0. În figura 3.18 se arată dependența tensiunii normate U_0/E_{2m} de parametrul ωCR, pentru mono și dublă alternanță. Făcînd pe $C \to 0$ adică $\omega CR \to 0$ se ajunge la rezultatele de la redresorul fără filtru. Se observă, de asemenea că pentru $\omega RC/2 = RC/T > 10$, tensiunea continuă redresată în montajul dublă alternanță este practic egală cu tensiunea maximă în secundar.

În figura 3.19 se reprezintă factorul de ondulație γ' funcție de același parametru ωCR, iar în figura 3.20 raportul I_{DM}/I_0. Curentul mediu printr-o diodă este I_0 pentru montajul monoalternanță și $I_0/2$ pentru montajul dublă alternanță. Se observă acum faptul că prin diodă trec curenți de vîrf relativ mari față de curentul mediu.

La alegerea diodei trebuie ținut cont de faptul că aceasta trebuie să suporte și un curent inițial mare, care apare în momentul conectării redresorului la rețea. Condensatorul C este inițial descărcat și tinde să mențină, în momentul inițial, tensiunea zero la bornele sale. Cazul cel mai nefavorabil care poate apărea este acela în care tensiunea de rețea are valoarea maximă, în momentul conectării. Curentul inițial este limitat numai de rezistența transformatorului și a diodei și are valoarea $E_2/(r_T + R_D)$. Pentru a limita acest curent inițial se introduce o rezistență suplimentară R'_S, în serie, așa cum se arată în figura 3.21, de exemplu pentru montajul în punte.

În practică, rezistența serie totală $R_S = R'_S + r_T + R_D$ poate atinge valori destul de mari, comparabile cu rezistența de sarcină R și astfel calculele

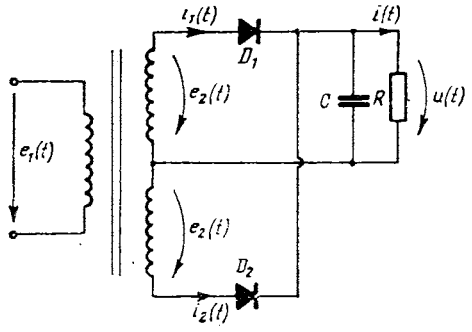


Fig. 3.16. Redresorul dublă alternanță cu filtru *C*.

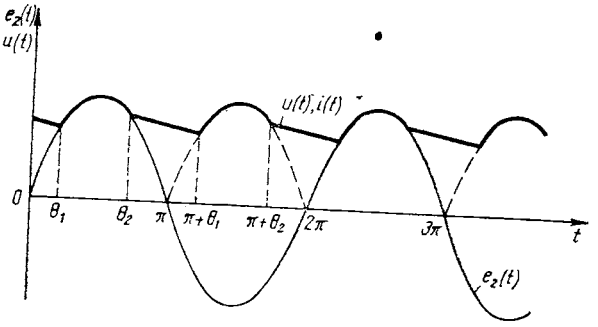


Fig. 3.17. Condiția de periodicitate pentru cazul redresorului dublei alternanțe cu filtru *C*.

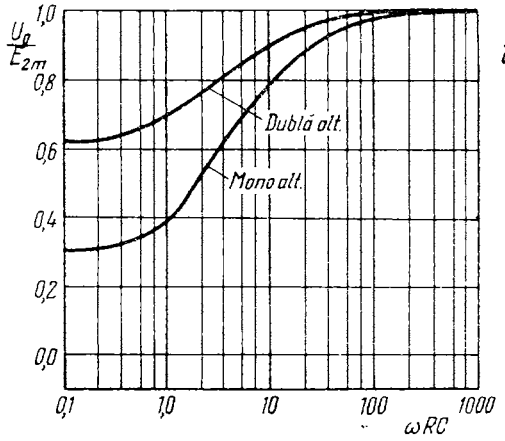


Fig. 3.18. Dependența tensiunii normate U_0/E_{2m}, de parametrul ωRC.

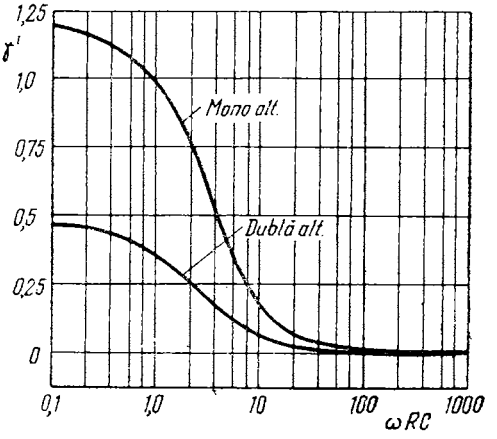


Fig. 3.19. Dependența factorului de ondulație γ' de parametrul ωRC.

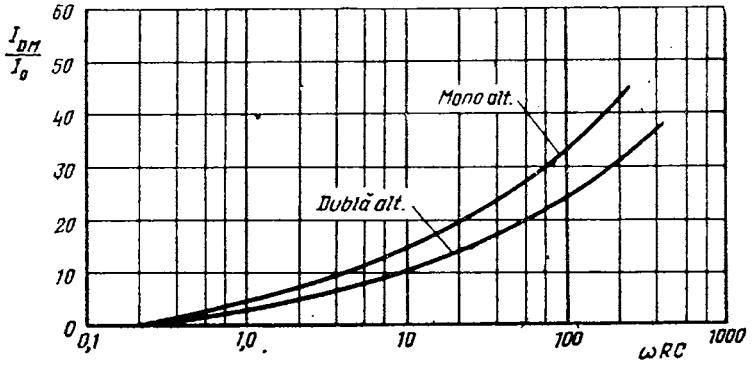


Fig. 3.20. Dependența curentului maxim pe diode la redresorul cu filtru *C* de parametrul ωRC.

de mai sus nu mai sînt valabile. De observat că această rezistență serie totală nu intră în calcule decît în perioada în care dioda conduce. Spre exemplu, în această perioadă, curentul prin sarcină $i(t)$ va fi dat (neglijînd tensiunea de deschidere a diodei) de ecuația diferențială

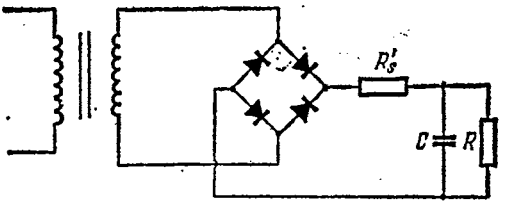


Fig. 3.21. Conectarea rezistenței de limitare R_s' a curentului prin diode la pornire.

$$\frac{di(t)}{dt}+\frac{R+R_S}{RR_S}\cdot\frac{1}{C}+i(t)=\frac{E_{2m}\sin\omega t}{RR_SC} \tag{3.69}$$

a cărei soluție înlocuiește relația (3.54). Punînd condiții la limită, determinate de trecerea diodei din conducție în blocare și invers, se pot determina toate mărimile care interesează. Rezultatele și de această dată nu se pot explicita decît sub formă numerică sau grafică. Mai jos se prezintă proiectarea redresorului cu filtru capacitiv folosind rezultatele calculelor prezentate în [4], [8], ntr-o formă practică ușor de urmărit.

3.3.2. PROIECTAREA REDRESOARELOR CU FILTRU CAPACITIV

În acest paragraf se va prezenta o metodă de proiectare a redresoarelor monofazate cu filtru capacitiv de tip mono-alternanță și dublă alternanță (în punte sau cu priză mediană). Așa cum s-a arătat în figura 3.1, după redresor și filtru de foarte multe ori se intercalează în sursele de alimentare și un stabilizator. În specificarea cerințelor impuse redresorului și filtrului trebuie să se țină cont și de stabilizator. Din acest motiv, în continuare se va lucra cu schema-bloc din figura 3.22, prin care se introduc o serie de mărimi ce intervin în proiectare.

A. *Cerințele sarcinii.* Înainte de a trece la proiectarea propriu-zisă, trebuie să se specifice corect sarcina, deci cerințele referitoare la tensiune, curent, pulsație etc. Deoarece proiectarea se referă la redresor, specificațiile acestea includ și stabilizatorul (fig. 3.22). Tensiunea medie U_{0IN} și curentul mediu I_{0IN} de la intrarea stabilizatorului devin astfel principalele mărimi care descriu cerințele sarcinii. La acestea se mai adaugă factorul de ondulație de la intrarea stabilizatorului γ'_{IN}. În tabelul 3.2 se prezintă concis principalele mărimi care caracterizează sarcina redresorului (stabilizatorului și sarcina propriu-zisă) și care intervin în proiectare.

B. *Proiectarea filtrului.* Se utilizează graficele reprezentate în figura 3.23, 3.24, 3.25. Prin R_S s-a notat rezistența echivalentă determinată de rezistența echivalentă a transformatorului, a diodei și de limitare a curentului la conectare

$$R_S=r_T+R_T+R_S'. \tag{3.70}$$

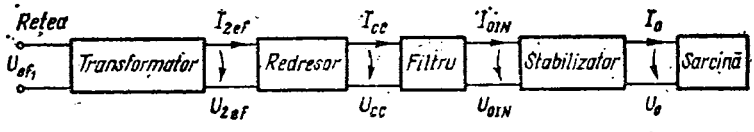


Fig. 3.22. Definirea mărimilor care intervin la proiectarea redresorului.

Mărimea	Explicarea mărimii
$I_{0IN} = I_0 + I_{st}$	curentul de sarcină egal cu curentul prin sarcina propriu-zisă I_0, la care se adaugă curentul consumat de stabilizator
$I_{0IN\,max} \cong I_{0M}$	curentul maxim este determinat de curentul maxim prin sarcină ($I_{st} \ll (I_0)_M$)
$I_{0IN\,min} \leqslant I_{st}$	curentul minim poate fi luat I_{st} sau chiar nul
$U_{0IN\,max} = E_{2mM}$	tensiunea maxim admisibilă cu filtrul în gol, egală cu valoarea de vîrf a tensiunii din secundarul transformatorului la tensiunea de rețea maximă
$U_{0IN} \rhd U_0$	tensiunea nominală la intrarea stabilizatorului, cu 2 pînă la 15 V mai mare decît tensiunea pe sarcină
$U_{0IN\,min} \cong U_0 + 2$ V	valoarea minimă a tensiunii de la intrarea stabilizatorului care ține cont de pulsație
γ_{IN}	factorul de ondulație exprimat ca valoare efectivă a pulsațiilor relativ la U_{0IN}

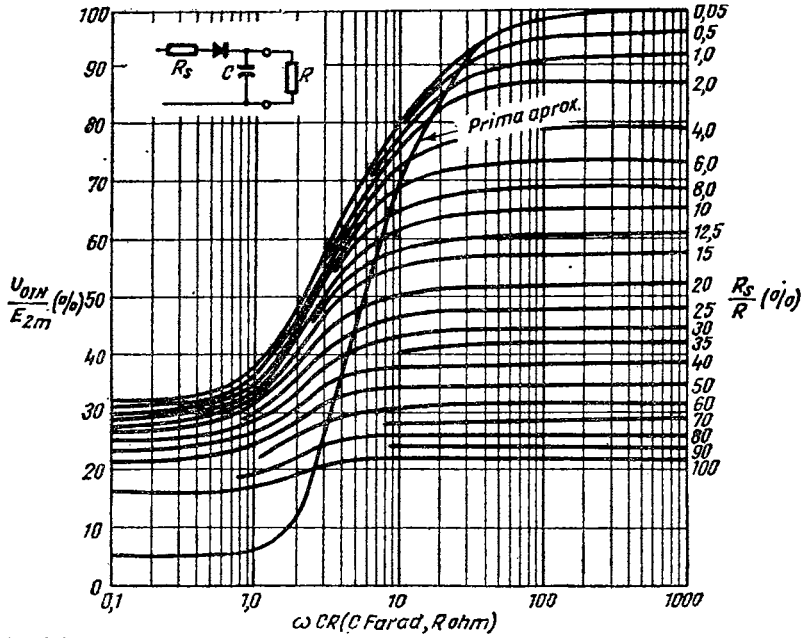


Fig. 3.23. Dependența U_{0IN}/E_{2m} funcție de ωRC și R_s/R pentru redresorul monoalternanță.

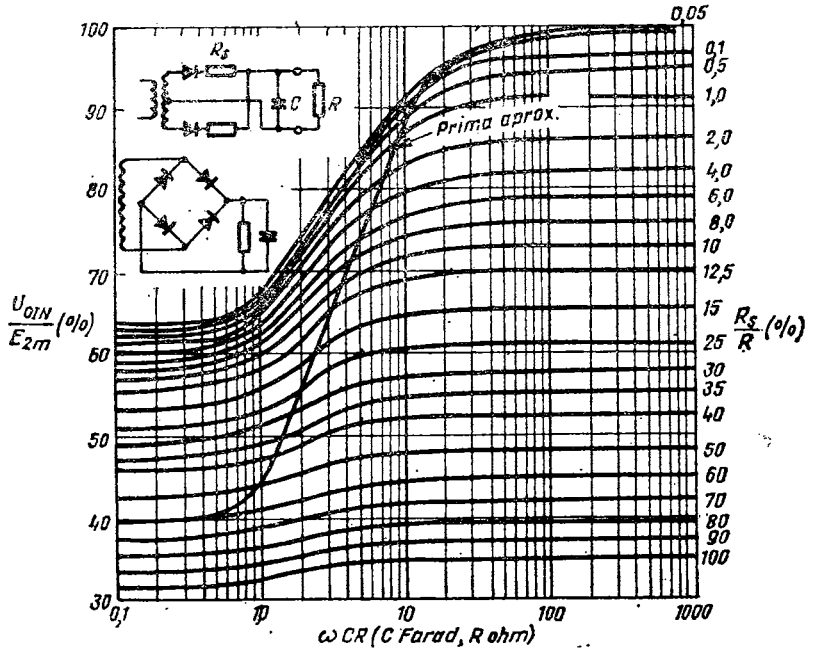


Fig. 3.24. Aceeași dependență, pentru redresorul dublă alternanță.

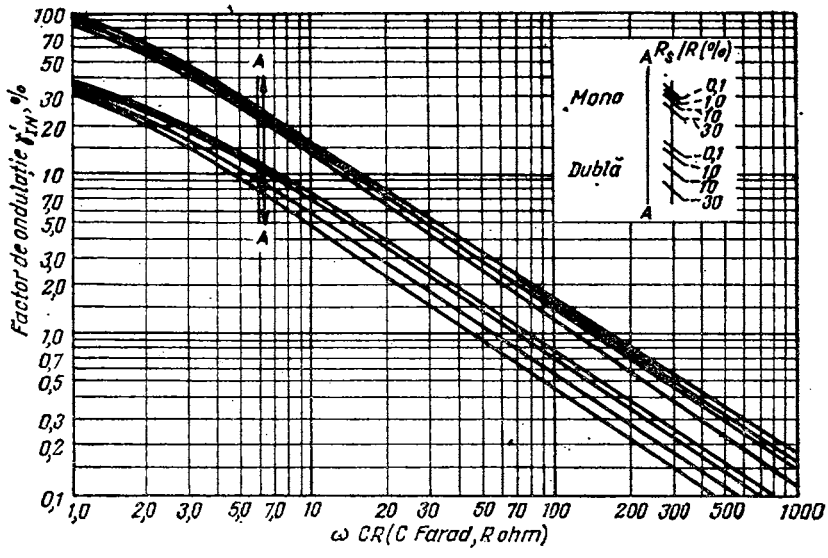


Fig. 3.25. Factorul de ondulație γ'_{IN} funcție de ωCR și R_s/R.

Tensiunea de deschidere a diodei e_{D_0} nu s-a luat în considerare. Se poate ține cont de aceasta scăzînd din tensiunea transformatorului 0,7 V (sau 2 × 0,7V la redresorul în punte) în cazul diodelor cu Si. R_D este de cele mai multe ori neglijabil față de r_T și R'_S (în jur de 0,02 Ω la $I_{D0} = 1$ A și 0,26 Ω la $I_{D0} =$ $= 100$ mA).

Rezistența de sarcină R este acum determinată de raportul U_{0IN}/I_{0IN} și reprezintă o sarcină echivalentă a stabilizatorului și a sarcinii propriu-zise. Dacă lipsește stabilizatorul, desigur R este U_0/I_0.

Mersul proiectării se poate acum schița în felul următor:

a) Se presupun cunoscute U_0, I_0, $\omega = 2\pi f$ și γ' pe sarcina propriu-zisă. Din specificațiile stabilizatorului și cele arătate în tabelul 3.2 se determină:

$\gamma'_{IN} = \gamma'_x$ — coeficientul de reducere al ondulațiilor determinat de stabilizator;
$U_{0IN(max)} \leqslant$ — tensiunea maximă admisă pe stabilizator (considerată la tensiune de rețea maximă);
$U_{0IN(min)} \simeq U_0 + 2$V — (considerată la tensiune de rețea minimă)
$U_{0IN} = U_0 + (2 \div 15)$V — tensiunea nominală la intrarea stabilizatorului se poate lua și între $U_{0IN(min)}$ și $U_{0IN(max)}$
$I_{0IN} \cong I_0$ — curentul nominal;
$I_{0IN(min)} = I_{st}$ — cînd lipsește curentul de sarcină

$$R = U_{0IN}/I_{0IN}; \quad R_{(min)} = U_{0IN(min)}/I_{0IN}$$

b) Se alege $E_{2m} \leqslant U_{0IN(max)}$ și se determină raportul U_{0IN}/E_{2m}. În graficele din figura 3.23 sau 3.24, la valoarea calculată a raportului se găsește intersecția cu una din caracteristicile determinate de un raport R_S/R constant. Desigur în acest moment trebuie să se dispună de o valoare estimată pentru R_S sau se va lucra cu caracteristica notată „Prima aproximare" și se obține o valoare pentru R_S.

c) Se găsește în abscisă acum produsul ωCR, care permite calculul și alegerea lui C cu toleranța obișnuită comercială de $+100 \div -50\%$.

Dacă s-a ales U_{0IN} la mijlocul intervalului dintre $U_{0IN(max)}$ și $U_{0IN(min)}$ pulsația la intrarea stabilizatorului poate fi mai mare și deci o valoare mai mică pentru C este bună. Dacă U_{0IN} este apropiat de valoarea $U_{0IN(min)}$ se impune o pulsație mică și C se alege mai mare.

d) Din figura 3.25 se determină factorul de ondulație γ'_{IN} și se verifică dacă valoarea instantanee a tensiunii la intrarea stabilizatorului nu coboară sub $U_{0IN(min)}$.

C. *Alegerea diodelor.* Cerințele impuse diodelor sau solicitările diodelor se calculează în felul următor:

a) I_{D_0} (curentul mediu prin diodă) este I_{0IN} pentru redresarea monoalternanță și $I_{0IN/2}$ pentru redresarea dublă alternanță.

b) Din figura 3.26, *b* se determină curentul de vîrf prin diodă, I_{DM} (în regim permanent). Se va ține cont de faptul că C poate avea o toleranță de $+100\%$.

$$I_{DM} = I_{DM}/I_{D0} \times I_{0IN} \quad \text{pentru monoalternanță}$$

$$= I_{DM}/I_{D0} \times I_{0IN}/2 \text{ pentru dublă alternanță}$$

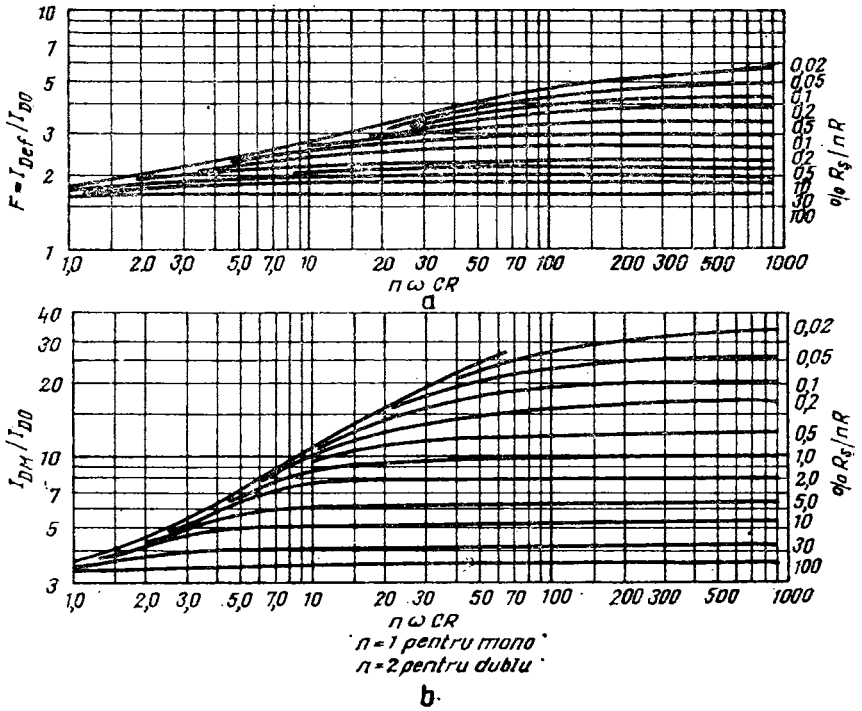


Fig. 3.26. Factorul $F = I_{Def}/I_{D0}$ funcție de ωCR și R_s/R (*a*) și raportul I_{DM}/I_{D0} funcție de ωCR și R_s/R (*b*).

c) Curentul maxim la pornire în cazul cel mai defavorabil

$$(I_D)_{max} = (E_{2m})_M/(R_s + R_c),$$

unde prin R_C s-a notat rezistența efectivă a condensatorului. Într-o primă formă se ia $R_C = 0$.

d) Din figura 3.27, se determină raportul dintre tensiunea inversă maximă pe diodă și tensiunea maximă în secundar. Trebuie reamintit faptul că tensiunea inversă la redresorul în punte este de două ori mai mică ca la celelalte două tipuri și deci rezultatul obținut pe baza graficului 3.27 se împarte la 2. Tensiunea inversă accidentală poate fi de multe ori mai mare datorită supratensiunilor ce apar în rețelele de alimentare. Dacă diodele sînt alese la limită, se impun măsuri de protecție pentru limitarea tensiunii inverse [8].

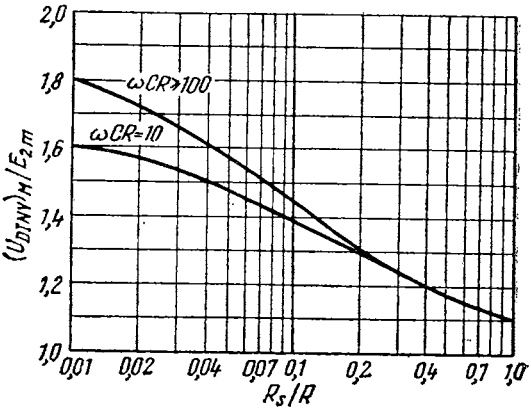


Fig. 3.27. Tensiunea inversă maximă pe diodă $(U_{DINV}/E_{2m} = f(R_s/R, \omega RC)$

Pe baza datelor astfel calculate se aleg diodele. Dacă curentul maxim la pornire sau maxim în regim permanent sînt exage-

rat de mari, se revine la punctul 4 din secțiunea B și se alege un raport R_S/R mai mare și o valoare C mai mică.

D. *Calculul transformatorului.* În secțiunea B s-a ales deja tipul redresării mono sau dublă alternanță. Redresarea monoalternanță se utilizează pentru surse cu curent mic, sub 1 A. Ea se caracterizează printr-un raport U_{0IN}/E_{2m} mic, capacități C foarte mari (de 4 ori mai mari decît la dublă alternanță la același raport U_{0IN}/E_{2m}), pulsație mare, raport mare între curentul de vîrf și mediu în diodă și transformator și o utilizare slabă a transformatorului. La redresarea dublă alternanță raportul U_{0IN}/E_{2m} este mai mare, capacitatea C necesară este mai mică, pulsația este mai mică și se obține un raport mai bun al curentului de vîrf pe curentul mediu în diode și transformator. De asemenea, apare o utilizare mai bună a transformatorului.

Informația necesară pentru specificarea transformatorului este:

a. Conexiunea, mono sau dublă alternanță în punte sau cu priză mediană;

b. Valoarea efectivă a tensiunii secundare U_{2ef} (fig. 3.22) pentru o înfășurare; $((E_{2m})_M + 0{,}7)\,*/\sqrt{2}$;

c. Rezistența dorită echivalentă în secundarul transformatorului (din specificațiile de la secțiunea B);

d. Valoarea de vîrf, medie, efectivă prin diode sau înfășurări, așa cum rezultă din secțiunea C punctul a și b și puterile ce se calculează după tabelul 3.3.

TABELUL 3.3

Mărimea / Tipul redresării		Dublă alternanță în punte	Dublă alternanță cu priză mediană	Mono alternanță
I_{2ef} (sec)	curentul efectiv în secundar	$I_{0IN}F/\sqrt{2}$	$I_{0IN}F/2$	$I_{0IN}F$
P_2 (sec)	putere aparentă în secundar	$U_{2ef}I_{2ef}$	$2U_{2ef}I_{2ef}$	$U_{2ef}I_{2ef}$
P_1 (prim)	putere aparentă în primar	VA (sec)	VA (sec)/$\sqrt{2}$	VA (sec)

F este factorul de formă I_{Def}/I_{0IN} dat de figura 3.26, *a*, iar U_{2ef} este tensiunea efectivă în secundar pe înfășurare.

Exemplu. Se va proiecta un redresor pentru un stabilizator de 5 V și 3 A în care se utilizează circuitul integrat LM 123 K [8] ca stabilizator. Se cere determinarea specificațiilor pentru diode și transformator. La intrarea circuitului stabilizator se admite maximum 7 × 1 000 mV efectiv pentru pulsație.

Proiectarea se va prezenta în etape conform paragrafului precedent, fără a respecta aceeași ordine:

a) Se stabilesc condițiile de funcționare:

$$\omega = 2\pi f = 314 \text{ rad/s}$$

* 1.4 în cazul redresării dublă alternanță în punte

$U_{0IN(max)}$ — 18 V la tensiunea rețelei cu 10% peste valoarea nominală. Această valoare este cu 2 V mai mică decît tensiunea maximă admisă de circuitul LM123 K de 20 V, ceea ce asigură o protecție suplimentară;

$U_{0IN(min)} = 7{,}5$ V — la o tensiune a rețelei cu 10% sub valoarea nominală;

$U_{0IN} = 11$ V — la tensiunea nominală a rețelei (s-a ales mai mare de $U_{0IN(min)}$ pentru a ține cont de pulsație);

$(\Delta u)_{ef} \leqslant 7$ mV — pulsația efectivă la ieșirea stabilizatorului;

$(\Delta u_{IN})_{ef} \leqslant 7$ V — pulsația efectivă la intrarea stabilizatorului, pentru un factor de reducere a pulsațiilor tipic de 60 dB;

$\gamma'_{IN} \leqslant 7$ V/11V = 63,5% — factorul de ondulație la intrarea stabilizatorului

$I_{0IN} = 3$A

$I_{0IN(min)} = I_{st} = 20$ mA (din catalog pentru LM 123 K)

$R = 11$ V/3 A = 3,67 Ω; $R_{(min)} = 7{,}5$ V/3 A = 2,5 Ω.

b) Se determină $E_{2m} = 16{,}2$ V, ceea ce reprezintă 18 V din care s-a scăzut 10% datorită variației rețelei.

$$E_{2m} = 18 - 0{,}1 \times 18;\ (E_{2m})_M = 18 \text{ V}$$

Se calculează $U_{0IN}/E_{2m} = 11/16{,}2 = 0{,}67$.

Presupunînd o redresare dublă alternanță în punte datorită curentului mare de sarcină, din figura 3.24, folosind curba „Primă aproximație" se citește $\omega CR = 3{,}33$ și $R_S/R \cong 13\%$.

c) Se determină $R_S = 0{,}48$ Ω și $C \cong 3.33/3.67 \cdot 314 = 2\,900$ μF (sau 5 800 μF dacă se admite o toleranță obișnuită de −50%).

d) Din figura 3.25 factorul de ondulație este 15% și deci pulsația de vîrf devine $\left(\sqrt{2}\,(\gamma'_{IN}/100)\,U_{0IN}\right)$

$$\sqrt{2} \times 0{,}15 \times 11 = 1{,}88 \text{ V valoare de vîrf.}$$

e) Se verifică dacă U_{iN} nu scade sub limita inferioară $U_{0IN(min)}$. Mai întîi se determină E_{2m} la o tensiune a rețelei mai mică cu 10%.

$$(E_{2m})_{min} = 16{,}2 - 0{,}1 \times 16{,}2 = 14{,}8 \text{ V}$$

Apoi se calculează U_{0IN} în această situație

$$(U_{0IN})_{min} = (E_{2m})_{min} \times 0{,}67 = 9{,}91 \text{ V}$$

și se verifică

$$U_{0IN(min)} = (U_{0IN})_{min} - 1{,}9 = 8 \text{ V, care este în limitele impuse } (> 7{,}5 \text{ V}).$$

f) Specificațiile pentru diode sînt

$I_{D0} = I_{0IN}/2 = 1{,}5$ A

$I_{DM} = 6 \times 1{,}5$ A = 9,0 A conform figurii 3.26, *b*. Pentru *C* s-a luat o valoare corespunzătoare cazului nefavorabil cu toleranță de + 100%;

$(I_D)_{max} = 18$ V/0,48 Ω = 37,5 A. Acest curent maxim la pornire s-a calculat pentru o tensiune a rețelei cu 10% mai mare decît valoarea nominală neglijînd rezistența efectivă a capacității.

$I_{Def} = 2{,}1 \times 1{,}5 = 3{,}15$ A, conform figurii 3.26, *a* cu o toleranță de + 100% pentru *C*.

g) Specificațiile transformatorului sînt:

$U_{2ef} = (16{,}3 + 1{,}4)/\sqrt{2} = 12{,}6$ V

$R_S = 0{,}48\ \Omega$ este rezistența echivalentă a transformatorului și diodelor.

$I_{2ef} = (I_{0I_N} \times F)/\sqrt{2} = 3\ \text{A} \cdot 2{,}1/\sqrt{2} = 4{,}45$ A, cu F determinat din figura 3.26, *a*;

$P_{2(sec)} = 4{,}45 \times 12{,}6 = 56$ VA sau 62 VA, la o tensiune a rețelei cu 10% mai mare.

BIBLIOGRAFIE

1. Dascălu D. *Complemente la cursul de circuite electrice* Curs litografiat, Institutul Politehnic București, 1974.
2. Felea, I. ș.a. *Circuite cu tranzistoare în industrie,* vol. II, Ed. tehnică, București, 1967.
3. Gray, P.E. ș.a. *Bazele electronicii moderne,* vol I, II. Ed. tehnică, București, 1973.
4. Nowichi. J. R. *Power supplies for electronic equipment.* London, 1971.
5. Săvescu., M. ș.a. *Circuite electronice,* vol. II. Ed. tehnică, 1969.
6. * * * *Diode și tranzistoare,* Catalog IPRS 1976—1977.
7. * * * *„Voltage regulator"*, Handbook National (Note de aplicații ale firmei National).

4

STABILIZATOARE DE TENSIUNE

4.1. INTRODUCERE

Un stabilizator ideal de tensiune menține tensiunea de ieșire constantă în condițiile în care variază tensiunea de intrare, sarcina și temperatura [3].

O caracteristică externă ideală a unui stabilizator ar arăta ca în figura 4.1. Practic, nu se poate realiza o caracteristică absolut orizontală. Apropierea de stabilizatorul ideal al montajelor reale depinde de circuitele folosite și de complexitatea acestora. De remarcat faptul că în multe aplicații interesează și comportarea dinamică. Se cere astfel menținerea constantă a tensiunii pentru o gamă largă de frecvențe de variație ale tensiunii și sarcinii.

Sursele de tensiune constante pot fi de tip paralel sau serie. Principiul de lucru se poate imagina folosind circuitul echivalent din figura 4.2, unde R_1, R_2 sînt în general dipoli, folosiți ca elemente de reglaj. Pe baza acestui circuit rezultă că o tensiune de ieșire U_0 se poate stabiliza față de variațiile tensiunii de intrare E_i sau a sarcinii I_0, făcînd reglaje compensatorii asupra „rezistențelor" R_1 sau R_2. Dacă R_1 este fix (o rezistență) și se reglează R_2, se obține un stabilizator paralel (fig. 4.3, *a*), iar dacă R_2 este fix și se reglează R_1, se obține un stabilizator serie (fig. 4.3, *b*).

Indiferent de structura sa, un stabilizator de tensiune poate fi reprezentat sub forma unui cuadripol (fig. 4.3, *c*). Tensiunea de ieșire U_0 este funcție de tensiunea de intrare E_i, de curentul de sarcină I_0, de temperatura mediului ambiant T și de alți factori perturbatori mai puțin importanți.

$$U_0 = f_1(E_i,\ I_0,\ T) = U_0(E_i,\ I_0,\ T). \tag{4.1}$$

Dezvoltînd în serie și reținînd numai termenii liniari, rezultă următoarea legătură între variațiile mărimilor ce intervin în relația (4.1).

$$\mathrm{d}U_0 = \left(\frac{\partial U_0}{\partial E_i}\right)\mathrm{d}E_i + \left(\frac{\partial U_0}{\partial I_0}\right)\mathrm{d}I_0 + \left(\frac{\partial U_0}{\partial T}\right)\mathrm{d}T. \tag{4.2}$$

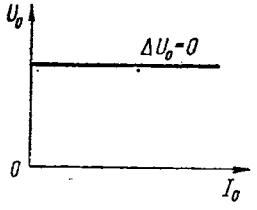


Fig. 4.1. Caracteristica externă ideală.

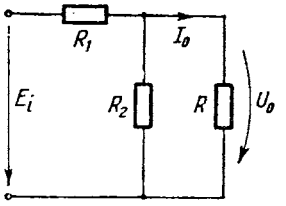


Fig. 4.2. Circuitul echivalent de bază.

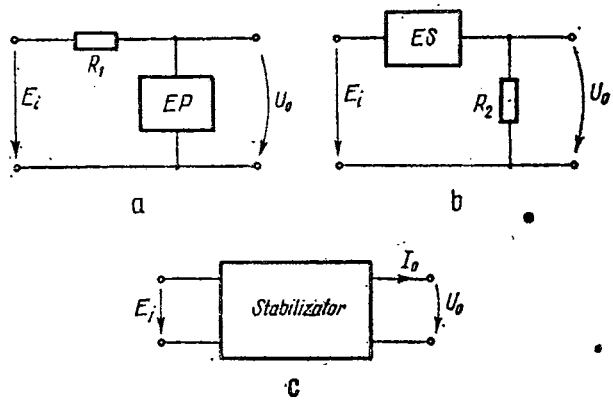


Fig. 4.3. Stabilizatoare:
a — cu element de reglare paralel EP; *b* — cu element de reglare serie ES; *c* — reprezentarea sub forma unui cuadripol.

Dacă se consideră variații finite, relativ mici, pentru ca dezvoltarea liniară de mai sus să fie valabilă, în locul variațiilor infinitezimale se pot folosi variații finite. Coeficienții ecuației (4.2) definesc următoarele mărimi caracteristice, care stau la baza aprecierii și comparării performanțelor stabilizatoarelor:

— coeficientul de stabilizare S_0, definit prin

$$\frac{1}{S_0} = \frac{\partial U_0}{\partial E_i} \cong \frac{\Delta U_0}{\Delta E_i}, \qquad \text{la } I_0 \text{ și } T \text{ constante;}$$

— rezistența de ieșire (sau internă) R_i, care se definește prin

$$R_0 = -\frac{\partial U_0}{\partial I_0} \cong -\frac{\Delta U_0}{\Delta I_0}, \quad \text{la } E_i \text{ și } T \text{ constante;}$$

— coeficientul de temperatură S_T, care se exprimă prin

$$S_T = \frac{\partial U_0}{\partial T} \cong \frac{\Delta U_0}{\Delta T}, \qquad \text{la } E_i \text{ și } I_0 \text{ constante.}$$

Pentru a aprecia raportul relativ al variațiilor de la intrarea și ieșirea stabilizatorului se introduce factorul de stabilizare (relativ) F_u, definit prin

$$\frac{1}{F_u} = \frac{\Delta U_0}{U_0} \cdot \frac{1}{\Delta E_i / E_i} \cong \frac{\partial U_0}{\partial E_i} \cdot \frac{E_i}{U_0} = \frac{1}{S_0} \cdot \frac{E_i}{U_0}.$$

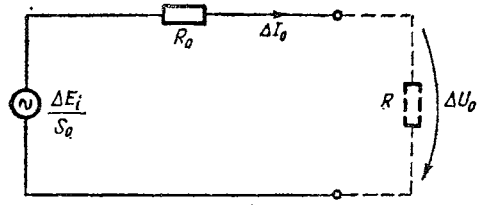


Fig. 4.4. Schema echivalentă pentru variații a stabilizatoarelor.

Exprimînd cu variații finite, relativ mici, dezvoltarea (4.2) la temperatură constantă se obține o relație de forma

$$\Delta U_0 = (1/S_0)\,\Delta E_i - R_0 \Delta I_0.$$

Acestei relații îi corespunde schema echivalentă din figura 4.4, reprezentată cu linie continuă.

Dacă se adaugă și rezistența de sarcină R (reprezentată cu linie întreruptă) se poate defini un coeficient de stabilizare S'_0, în sarcină,

$$\frac{1}{S'_0} = \frac{\partial U_0}{\partial E_i} = \frac{\Delta U_0}{\Delta E_i} \quad \text{la } R \text{ și } T \text{ constante.}$$

Pe baza schemei din figura 4.4 între S_0 și S'_0 există o legătură de forma

$$1/S'_0 = 1/S_0 \cdot \frac{R}{R + R_0}$$

și deci

$$S_0 = \lim_{R \to \infty} S'_0.$$

În continuare, în prima parte a acestui capitol, se prezintă stabilizatorul parametric cu diodă stabilizatoare. Se folosește caracteristica voltampermetrică a diodelor stabilizatoare adecvată stabilizării tensiunii. Aceste stabilizatoare sînt de construcție simplă și se folosesc în toate celelalte stabilizatoare cu elemente comandate, ca surse de referință.

Stabilizatoarele de tensiune serie cu tranzistor ca element de reglare serie, care au cea mai mare utilizare practică, se tratează în paragraful următor. Se încearcă să se introducă treptat, plecînd de la circuite simple, principalele aspecte ale acestor stabilizatoare. Deoarece în circuitele electronice influențele reciproce sînt importante, se evită stabilirea unor relații generale de calcul pentru S_0, R_0 și S_T plecînd de la schema-bloc. La două tipuri se deduc aceste relații și similar se pot trata și celelalte cazuri prezentate.

La principalele soluții prezentate se dau și exemple concrete, care pot constitui modele de pornire în proiectarea unor stabilizatoare asemănătoare.

În încheiere, se tratează cîteva montaje tipice de stabilizatoare cu element comandat paralel.

4.2. STABILIZATOARE CU DIODE STABILIZATOARE

4.2.1. CIRCUITUL SIMPLU DE STABILIZARE

Caracterstica tensiune-curent a unei diode stabilizatoare este prezentată în figura 4.5, *a*. Se observă că tensiunea pe diodă rămîne constantă la variații mari ale curentului prin diodă. Această proprietate se folosește pentru obținerea unei tensiuni stabilizate. Liniarizînd caracteristica diodei ca în figura 4.5, *b* se obține pentru diodă un model reprezentat în figura 4.5, *c*. Acest model este valabil pentru $U_Z > U_{Z0}$ și $I_{Zm} \leqslant I_Z \leqslant I_{ZM}$.

Tensiunea U_{Z0} este *tensiunea de deschidere* (de străpungere sau Zener [1]) și r_Z este rezistența diferențială în zona utilă funcției de stabilizare.

Circuitul stabilizator de bază cu diodă Zener este arătat în figura 4.6, *a*. Pentru analiză se folosește circuitul echivalent din figura 4.6, *b*. Cu R_1 s-a notat rezistența serie în care este inclusă și rezistența internă a sursei, iar E_i este tensiunea de la intrare.

Pe baza modelului adoptat pentru diodă rezultă pentru tensiunea $U_Z \equiv U_0$, funcție de curentul I_Z o relație

$$U_Z = U_{Z0} + I_Z r_Z. \tag{4.3}$$

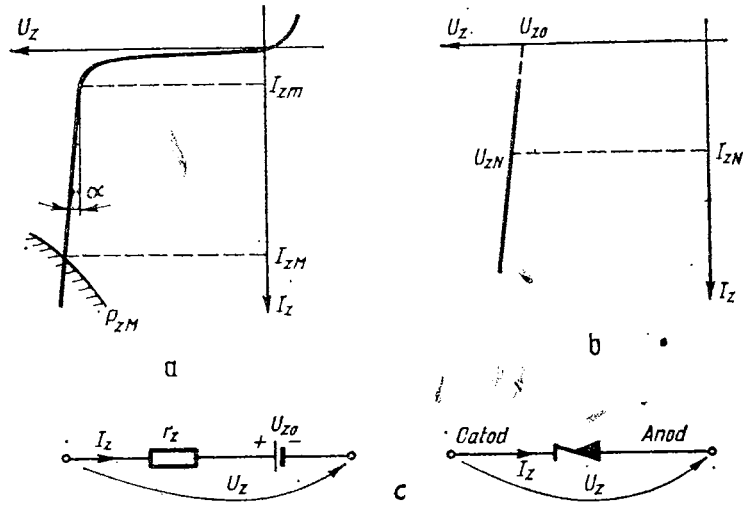


Fig. 4.5. Caracteristica curent-tensiune a unei diode stabilizatoare (*a*), caracteristica liniarizată (*b*) și modelul liniar pentru $I_{Zm} \leqslant I_Z \leqslant I_{ZM}$ (*c*).

Față de un punct nominal oarecare U_{ZN}, I_{ZN}, de exemplu, specificat în catalog, aceeași legătură se poate exprima și în forma

$$U_Z = U_{ZN} + (I_Z - I_{ZN})\, r_Z. \tag{4.4}$$

Din legătura între curenții I_Z, I_1 și I_0 rezultă imediat

$$I_Z = I_1 - I_0 = \frac{E_i - U_Z}{R_1} - \frac{U_Z}{R}. \tag{4.5}$$

Substituind (4.3) și (4.1) rezultă tensiunea pe sarcină funcție de parametrii schemei în forma

$$U_Z = U_0 = \frac{U_0 + E_i \dfrac{r_Z}{R_1}}{\left(1 + \dfrac{r_Z}{R_1} + \dfrac{r_Z}{R}\right)}.$$

O relație similară se obține înlocuind (4.5) în (4.4).

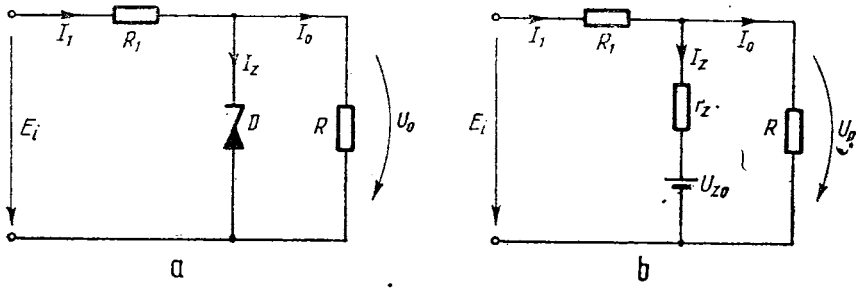


Fig. 4.6. Circuitul simplu de stabilizare (*a*) și circuitul echivalent (*b*).

Prin derivare se obține acum coeficientul de stabilizare S_0' definit în paragraful 4.1 de mărimea

$$1/S_0' = \frac{\partial U_0}{\partial E_i} = \frac{\dfrac{r_Z}{R_1}}{1+\dfrac{r_Z}{R_1}+\dfrac{r_Z}{R}}. \quad (4.6)$$

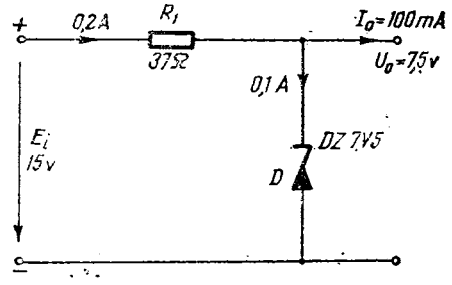


Fig. 4.7. Exemplu de stabilizator pentru 7,5 V și 100 mA.

Pentru stabilizatorul din figura 4.7, în care se folosește dioda românească DZ 7V5, [7], la r_Z maxim garantat în catalog de 10 Ω se obține un factor S_0 de 5,2. Această valoare înseamnă o variație de cca 0,2 V la ieșire pentru 1 V variație la intrare, cînd $r_Z = 10\ \Omega$ (r_Z este $\leqslant 10\ \Omega$).

Rezistența de ieșire sau rezistența internă a sursei stabilizate R_0, pe baza definiției rezultă

$$R_0 = -\left(\frac{\partial U_0}{\partial I_0}\right) = \frac{r_Z R_1}{r_Z + R_1}. \quad (4.6)'$$

În multe cazuri $r_Z \ll R_1$ și atunci $R_0 \cong r_Z$. Se observă deci că pentru o sursă bună (cu rezistență de ieșire mică), este necesar ca R_1 să fie cît mai mare și r_Z cît mai mic. Pentru stabilizatorul din figura 4.7, R_0 rezultă de $\simeq 8\ \Omega$. La o variație a curentului de sarcină I_0 cu 10 mA se obține o variație a tensiunii U_0 de $8\ \Omega \cdot 10\ \text{mA} = 80\ \text{mV}$.

Dacă se dorește polarizarea diodei în punctul nominal U_{ZN}, I_{ZN}, atunci R_1 trebuie ales de mărimea

$$R_1 = \frac{E_i - U_{ZN}}{I_{ZN} + I_0} \cong \frac{E_i - U_{Z0}}{I_{ZN} + I_0}. \quad (4.7)$$

Valorile limită pentru R_1 se determină prin înlocuirea cu valori limită a mărimilor E_i, U_{Z0}, I_Z și I_0 ce intervin în ecuația (4.7). Astfel, se arată ușor că R_{1max} trebuie să îndeplinească condiția *

$$R_{1\,max} \leqslant \frac{E_{i\,min} - U_{Z0\,max}}{I_{Z\,min} + I_{0\,max}}. \quad (4.8)$$

Puterea disipată pe dioda stabilizatoare P_Z este egală cu $U_Z I_Z$. Pentru a limita valoarea maximă a lui I_Z determinată de puterea disipată maximă admisă, trebuie ea R_{1min} să fie de forma

$$R_{1\,min} \geqslant \frac{E_{i\,max} - U_{Z0\,max}}{\dfrac{P_{Z\,max}}{U_{Z0\,max}} + I_{0\,min}} \quad (4.9)$$

sau

$$R_{1\,min} \geqslant \frac{E_{i\,max} - U_{Z0\,min}}{\dfrac{P_{Z\,max}}{U_{Z0\,min}} + I_{0\,min}}. \quad (4.10)$$

* Se consideră $I_{Z(min)} \geqslant I_{ZM}$, $P_{Z(max)} \leqslant P_{ZM}$ iar $U_{Z0(max)}$ și $U_{Z0(min)}$ sînt valoarea maximă și minimă a tensiunii de deschidere datorită dispersiei caracteristicilor diodelor.

Valoarea corectă se poate alege numai pentru date concrete determinate de un circuit particular și o anumită diodă. Se adoptă final valoarea cea mai mare determinată de (4.9) și (4.10).

Referitor la coeficientul de stabilizare cu temperatura se constată că

$$S_T = \left(\frac{\partial U_0}{\partial T}\right) = \frac{\partial U_Z}{\partial T}. \tag{4.11}$$

Coeficientul $\partial U_Z/\partial T \cong \partial U_{ZN}/\partial T$ are pentru diodele stabilizatoare cu tensiunea $U_{Z0} > 6$ V o valoare aproximativă de + 0,1% pe °C, iar pentru cele la care caracteristica se bazează pe efectul Zener, [2], o valoare aproximativă de —0,1% pe °C,. Deci, o diodă cu $U_{ZN} \cong U_{Z0} = 3{,}6$ V are un coeficient de temperatură de —3,6 mV/C, care determină și un coeficient S_T de aceeași mărime.

4.2.2. ALTE SCHEME DE STABILIZATOARE

O tensiune stabilizată mai mare se poate obține prin legarea în serie a unor diode stabilizatoare (fig. 4.8, *a*). Pentru a adăuga tensiuni de ordinul (0,5 V÷0,7 V) se pot folosi și diode cu Si polarizate direct, ca în figura 4.8, *b*. Dacă diodele astfel legate au coeficienți de temperatură opuși, se pot obține coeficienți de stabilizare cu temperatura apropiați de zero. Coeficientul de temperatură al unei diode polarizată direct este aproximativ —2 mV/°C, [2].

Dacă este necesar un coeficient de stabilizare S_0 mai bun, se pot conecta în cascadă două stabilizatoare (fig. 4.9, *a*). În cazul în care se poate considera R, R_1, $R_2 \geqslant r_{Z1}$, r_{Z2}, atunci S_0 este aproximativ de forma

$$1/S_0 \cong \frac{r_{Z1}}{R_1} \cdot \frac{r_{Z2}}{R_2}. \tag{4.12}$$

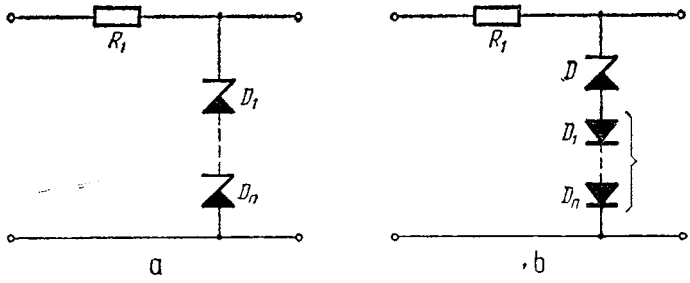


Fig. 4.8. Stabilizatoare cu diode legate în serie.

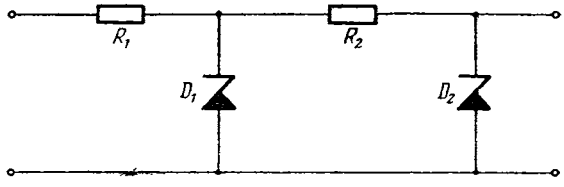


Fig. 4.9. Circuit de stabilizare în două etaje.

La stabilizatoarele cu diode care au rezistența dinamică r_Z mare, o îmbunătățire a factorului de stabilizare S_0 se poate obține într-o configurație de tip punte, așa cum se arată în figura 4.10.

Cu ajutorul rezistenței R_3 se echilibrează efectul rezistenței r_Z. Această echilibrare se obține corect la o singură valoare a curentului care se alege în mijlocul domeniului de lucru prevăzut. Stabilizatorul cu punte este foarte util pentru cazul diodelor de joasă tensiune. Acestea au r_Z relativ mare și determină variații mari ΔU_0 la ieșire pentru variații ΔE_i ale tensiunii de intrare. Ca exemplu, în figura 4.11 se prezintă caracteristica $U_0 = f(E_i)$ pentru circuitul convențional și în punte în cazul diodei DZ 3 V 3 [7] cu $r_Z = 82\ \Omega$ ($r_{Z\,max} = 100\ \Omega$).

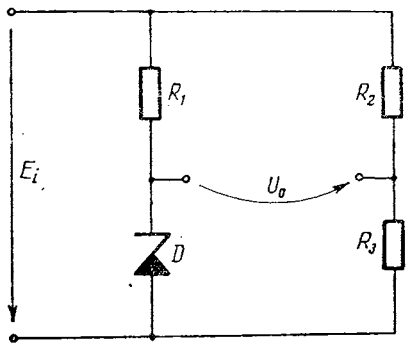


Fig. 4.10. Circuit de stabilizare în punte.

Se poate vedea că în domeniul de lucru pentru E_i de la 8 la 12 V, variația ΔU_0 este de 237 mV în cazul circuitului convențional și numai 25 mV în cazul punții.

O îmbunătățire în continuare se poate obține prin combinarea schemei convenționale cu cea în punte, așa cum se arată în figura 4.12.

4.3. STABILIZATOARE SERIE

Pentru a obține tensiuni reglabile, constante relativ la variația curentului de sarcină, se preferă utilizarea stabilizatoarelor serie cu tranzistoare comandate. Ele au o eficiență mai bună decît stabilizatoarele paralel cu tranzistoare comandate, dar necesită circuite suplimentare de protecție a elementului serie împotriva suprasarcinii în general și în special în condiții de scurtcircuit a bornelor de ieșire.

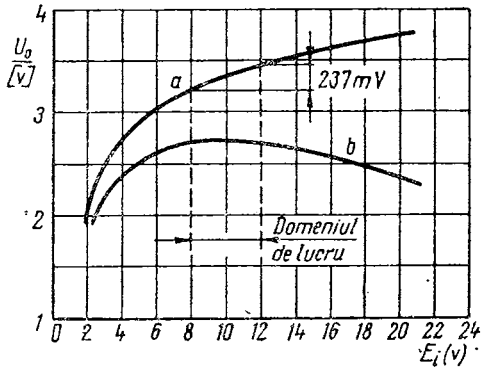


Fig. 4.11. Caracteristica stabilizatorului obișnuit (*a*) și a celui în punte (*b*), având o diodă DZ3V3 și $R_1 = R_2 = 1{,}2$ kΩ și $R_3 = r_Z = 82\ \Omega$.

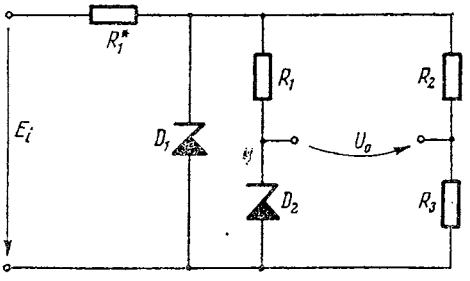


Fig. 4.12. Stabilizator în două etaje din care unul în punte.

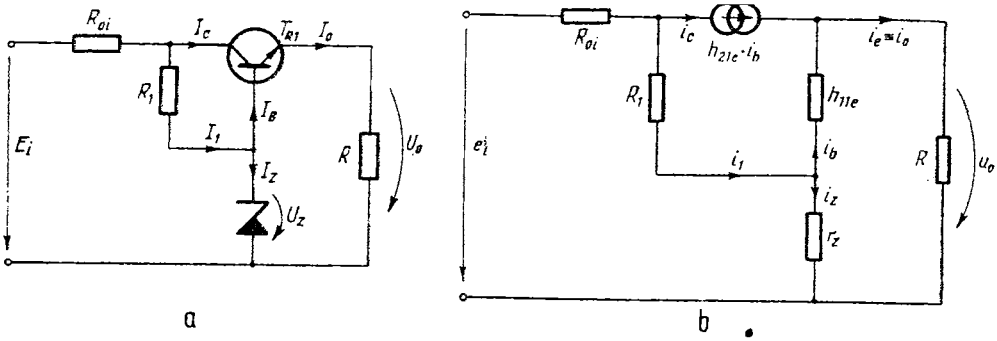


Fig. 4.13. Stabilizator de tensiune serie cu tranzistor (*a*) și schema echivalentă în regim dinamic. (*b*)

4.3.1. CIRCUITUL DE BAZĂ

În figura 4.13, *a* se prezintă schema cea mai simplă de stabilizator serie cu tranzistorul T_{R_1} ca element regulator. Cu ajutorul diodei stabilizatoare se asigură pe baza tranzistorului o tensiune constantă de referință. Variația tensiunii de ieșire produce o variație a tensiunii emitor-bază. Tranzistorul putînd produce variații importante de curent de emitor pentru variații relativ mici ale tensiunii emitor-bază tinde să readucă tensiunea de ieșire. Ținînd cont ca tranzistorul față de U_Z lucrează ca un repetor pe emitor, variațiile tensiunii de intrare se transmit la ieșire prin variațiile ce le produce tensiunii U_Z. Prin R_{0i} s-a notat rezistența internă a sursei E_i.

Regimul static al stabilizatorului se poate studia pe baza ecuațiilor ce rezultă între mărimile introduse în figura 4.13, *a* considerînd

$$I_C = h_{21E} I_B \quad \text{și} \quad I_E = (1 + h_{21E})\, I_B \equiv I_0. \tag{4.13}$$

Cu h_{21E} s-a notat factorul de amplificare static în conexiune emitor comun ($h_{21E} = \beta_N$, [1]). Utilizarea acestor ecuații se va arăta în exemplul de la sfîrșitul acestui paragraf.

Pentru regimul dinamic se folosește schema echivalentă din figura 4.13,*b*. Tranzistorul s-a înlocuit prin modelul liniar cu parametri „*h*" *, iar dioda stabilizatoare intervine numai prin rezistența dinamică r_Z. Variațiile mărimilor se notează cu litere mici (i_c, i_e, i_b, ...) sau explicit ca variații (ΔI_c, ΔI_e, ...).

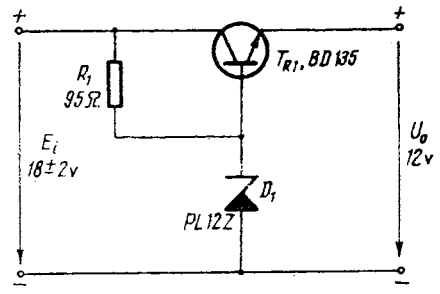


Fig. 4.14. Exemplu de stabilizator serie cu $U_0 = 12$ V și $I_0 = 250$ mA.

Pe baza figurii 4.14 rezultă imediat

$$e_i = (h_{21e} \cdot i_b + i_1) R_{0i} + i_1 R_1 + (i_1 - i_b)\, r_Z \tag{4.14}$$

$$i_b = i_1 \frac{r_Z}{r_Z + h_{11e} + (1 + h_{21e})\, R} \tag{4.15}$$

$$u_0 = i_b (1 + h_{21e})\, R. \tag{4.16}$$

* Pentru simplificarea calculelor s-au utilizat neglijările obișnuite și anume s-a luat $h_{12e} \cong 0$; $h_{22e} \cong 0$.

Coeficientul de stabilizare $S_0' = \Delta E_i/\Delta U_0 = e_i/U_0$ se obține acum prin eliminarea curentului i_1 și i_b, în forma

$$1/S_0' = \frac{1}{1 + \frac{R_{0i}}{R} + \frac{R_1 + R_{0i}}{r_Z} + \frac{h_{11e} + R_1 + R_{0i}}{R(1 + h_{21e})} + \frac{h_{11e}(R_1 + R_{0i})}{r_Z R(1 + h_{21e})}}. \quad (4.17)$$

Rezistența de ieșire rezultă din aceeași schemă, în care, pe baza definiției, se ia $e_i = 0$.

Final se obține, ținînd cont că $i_0 = i_b(1 + h_{21e})$,

$$R_0 = \frac{h_{11e}(R_1 + R_{0i}) + r_Z(R_1 + h_{11e}) + (1 + h_{21e})\, r_Z R_{0i}}{(1 + h_{21e})\,(r_Z + R_1 + R_{0i})}. \quad (4.18)$$

Pentru cazul în care se poate neglija R_{0i}, se obține o rezistență de ieșire de forma

$$R_0 = \frac{r_Z R_1 + h_{11e}(R_1 + r_Z)}{(r_Z + R_1)\,(1 + h_{21e})}. \quad (4.19)$$

Din figura 4.13 rezultă $U_0 = -U_{BE} + U_Z$ și deci coeficientul de stabilizare cu temperatura S_T este

$$S_T = \frac{\partial U_0}{\partial T} = -\frac{\partial U_{BE}}{\partial T} + \frac{\partial U_Z}{\partial T} = S_Z - S_{TR_1}. \quad (4.20)$$

Coeficientul de temperatură al diodei stabilizatoare S_Z, ca valoare, depinde de dioda utilizată, iar S_{TR_1}, care este coeficientul de temperatură al joncțiunii bază emiter a tranzistorului T_{R_1}, este aproximativ — 2 mV/°C, [2].

Exemplu. Se va prezenta proiectarea unui stabilizator, figura 4.14, pentru 12 V tensiune de ieșire și un curent de sarcină care variază între 50—250 mA. Tensiunea medie de intrare (determinată pe baza unor condiții impuse redresorului, așa cum s-a arătat în capitolul 3) este de 18 V ± 2 V.

Alegerea tranzistorului se bazează, în primul rînd pe puterea maximă ce urmează să o disipe. În acest exemplu, puterea maximă disipată a tranzistorului este

$$P_{d(max)} = (E_{i\,max} - U_0)\, I_{0\,max}$$
$$= (20 - 12) \cdot 250 \cdot 10^{-3} = 2 \text{ W}.$$

O altă cerință pentru tranzistorul serie este un coeficient de amplificare în curent cît mai mare. Un tranzistor care satisface aceste cerințe este tranzistorul BD 126 [6], care are un factor de amplificare în curent de cel puțin 25. Curentul de bază maxim devine acum

$$I_{B\,max} = \frac{250 \times 10^{-3}}{1 + 25} \text{ A} \cong 10 \text{ mA}.$$

Pentru o stabilizare bună, curentul prin dioda stabilizatoare trebuie să fie de cîteva ori mai mare decît curentul de bază. La un curent de bază de 10 mA, prin diodă se poate alege un curent de 25 mA, rezultînd un curent de 35 mA prin R_1. Tensiunea pe diodă este aproximativ egală cu tensiunea de ieșire. Pentru 12 V la ieșire, considerînd $U_{BE} \cong 0{,}6$ V, U_Z ar trebui să fie 12,6 V. Din ecuațiile (4.7), (4.8) rezultă

$$R_1 \leqslant \frac{16 - 12{,}6}{35 \cdot 10^{-3}} \cong 97\ \Omega.$$

Curentul minim de sarcină este 50 mA. La o valoare maximă h_{21E} de 150, curentul minim de bază al tranzistorului este de 0,33 mA. Puterea disipată maximă pe dioda stabilizatoare devine acum

$$P_{Z\,max} = \left(\frac{E_{i\,max} - U_{Z0\,min}}{R_1} - I_{B\,min}\right) U_{Z0\,min} =$$

$$= \left(\frac{20 - 11{,}4}{97} - 0{,}33 \cdot 10^{-3}\right) 11{,}4 \cong 750 \text{ mW}.$$

Pentru $U_{Z0\,min}$, s-a considerat o toleranță de -5% față de valoarea nominală de 12 V. Din catalog [7], pentru exemplul de față, se alege o diodă PL 12 Z cu $P_{ZM} = 1 \text{ W} > P_{Z\,max}$ calculat.

Folosind formulele (4.9) și (4.10) se stabilește acum limita inferioară pentru rezistență R_1

$$R_1 \geqslant \frac{20 - 12{,}6}{1/12{,}6 - 0{,}33 \cdot 10^{-3}} = 93\ \Omega$$

$$R_1 \geqslant \frac{20 - 12{,}6}{1/11{,}4 + 0{,}33} = 84\ \Omega.$$

Din nou s-a considerat o toleranță de $+5\%$ pentru a calcula $U_{Z0\,max}$. Rezistența R_1 rezultă acum de valoare cuprinsă între 93 Ω și 97 Ω. Se alege, de exemplu, o valoare de 95 Ω cu toleranță de 2%.

Considerînd o valoare estimată pentru R_{0i}, de 2 Ω cu $R_1 = 95\ \Omega$, $r_Z = 10\ \Omega$, $R = 12$ V/0,25 A = 48 Ω și $h_{11e} \cong (U_T/I_E)\ h_{21e} = (25 \text{ mV}/0{,}25 \text{ A}) \cdot 25 = 2{,}5\ \Omega$ rezultă pentru S_0' și R_0 valorile

$$1/S_0 = \frac{1}{1 + \frac{2}{48} + \frac{95 + 2}{10} + \frac{2{,}5 + 95 + 2}{48\,(1 + 25)} + \frac{25\,(95 + 2)}{10 \cdot 48 \cdot (1 + 25)}} \cong 0{,}092$$

$$R_0 = \frac{10 \cdot 95 + 2{,}5\,(95 + 10)}{(10 + 95)\,(1 + 25)} \cong 1{,}3\ \Omega.$$

Considerînd coeficientul de temperatură al diodei stabilizatoare S_Z de 12 mV/°C ($\simeq$ $\simeq (0{,}1\%/°C)$ și al tranzistorului S_{TR1} de -2 mV/C, pe baza ecuației (4.20) rezultă coeficientul de stabilizare cu temperatura S_T

$$S_T = 12 - 2 = 10 \text{ mV/°C}.$$

Dioda stabilizatoare nu are posibilitatea de a fi prevăzută cu radiator, de aceea se impune determinarea temperaturii maxime ambiante la care poate lucra dioda din montaj. Din catalog rezultă o rezistență termică joncțiune-mediu ambiant pentru această diodă de 100°C/W. La o temperatură maximă a joncțiunii de 175°C și o putere disipată maximă de 750 mW rezultă o temperatură maximă ambiantă de $\sim$ 100°C.

Limitînd temperatura ambiantă la 65°C, se poate stabili și rezistența termică totală necesară pentru tranzistorul T_{R1} care trebuie să disipe 2 W. Rezultă o valoare de 50°C/W, mai mică decît cea din catalog, 110°C/W și deci tranzistorul nu poate lucra fără radiator.

Comparînd importanța termenilor din numitorul expresiei lui $1/S_0'$ (conform ecuației (3.17), pe baza valorilor concrete din exemplul prezentat, rezultă pentru S_0', o expresie aproximativă de forma

$$S_0' \cong 1 + \frac{R_1 + R_{0i}}{r_Z} \cong \frac{R_1}{r_Z}. \qquad (4.21)$$

Cu cît R_1 este mai mare față de r_Z, cu atît stabilizatorul este mai bun (S_0' mai mare). Pentru a mări rezistența R_1, trebuie micșorat curentul de bază al tranzistorului. Această micșorare se poate realiza introducînd un al doilea tranzistor T_{R2} în montaj Darlington cu tranzistorul regulator T_{R1} (fig. 4.15, *a*). În acest caz, curentul de bază al tranzistorului compus este

$$I_B = I_0/(+1h_{21E1})\ (1+h_{21E2}),$$

deci de $(1+h_{21E2})$ ori mai mic.

Pentru a putea comanda curentul de emitor al tranzistorului T_{R1} pînă la zero (la sarcini mici sau în gol), în condițiile în care acesta este cu Ge și are curent rezidual important, se introduce rezistența R_2 pentru închiderea acestui curent.

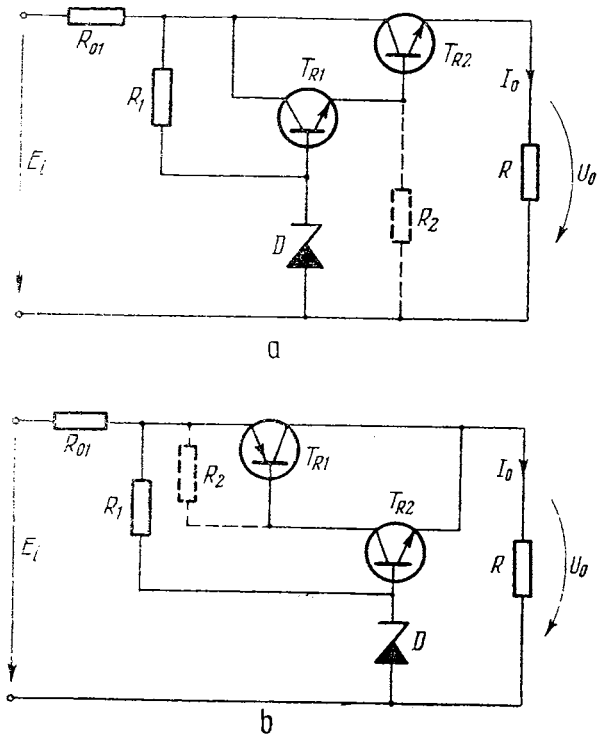


Fig. 4.15. Tranzistor serie compus.

Un tranzistor compus, realizat în același scop, al micșorării curentului consumat de la circuitul cu diodă stabilizatoare, se prezintă și în figura 4.15, *b*. Prin R_2, din nou se realizează o șuntare a curentului rezidual al tranzistorului T_{R2}, în cazul în care acesta este cu Ge.

De observat că cele două montaje din figura 4.15 au coeficienți de stabilizare cu temperatura diferiți. Primul are

$$S_T = S_Z - 2\,S_{TR}$$

iar al doilea

$$S_T = S_Z - S_{TR2}.$$

Dacă este necesară o amplificare de curent și mai mare se mai poate adăuga un tranzistor. Într-o configurație Darlington obișnuită de trei tranzistoare, coeficientul de temperatură al elementului serie este $3\,S_{TR}$ și se recomandă folosirea soluției din figura 4.16. Configurația din figura 4.16 este echivalentă unui singur tranzistor npn și este folosită pentru tensiuni pozitive de intrare -ieșire. Cea din figura 4.16, *b* corespunde unui tranzistor pnp și este folosită pentru tensiuni negative de intrare și ieșire. În ambele cazuri, coeficientul de temperatură echivalent corespunde unui singur tranzistor.

Relațiile deduse pentru cazul simplu de stabilizator se extind ușor pentru cazul unui tranzistor compus. În regim static, curentul de sarcină se exprimă acum funcție de curentul de bază al „tranzistorului compus". În regim dinamic se poate lucra cu parametrii „*h*" echivalenți tranzistorului compus.

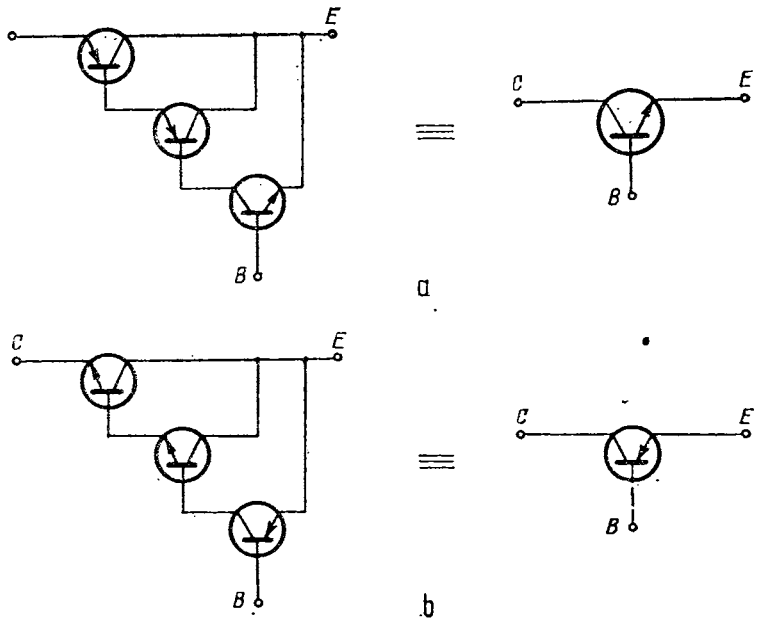


Fig. 4.16. Elemente serie compuse:
a — pentru intrare pozitivă şi ieşire pozitivă; *b* — pentru intrare negativă şi ieşire negativă.

4.3.2. STABILIZATOARE SERIE CU AMPLIFICATOARE DE EROARE

Pentru a mări şi mai mult stabilitatea tensiunii de ieşire se folosesc amplificatoare de eroare care comandă elementul regulator serie. Circuitul cu diodă stabilizatoare se foloseşte şi acum ca element de referinţă. Abaterile tensiunii de ieşire faţă de tensiunea de referinţă se amplifică şi se folosesc la comanda tranzistorului serie.

Circuitul de bază al unui stabilizator serie cu amplificator de tensiune de eroare se prezintă în figura 4.17. Tranzistorul serie regulator (în cazul general un tranzistor compus) este T_{R1}, iar tranzistorul amplificator de eroare T_2. Dioda stabilizatoare D determină o tensiune de referinţă în emitorul tranzistorului T_2 şi deci tensiunea de eroare este variaţia tensiunii bază-emitor a acestui tranzistor.

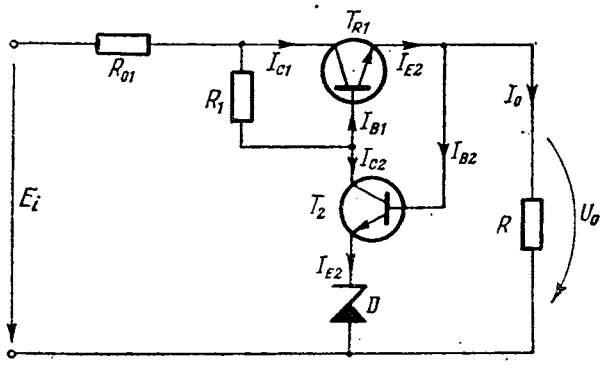


Fig. 4.17. Stabilizator serie cu amplificator de tensiune.

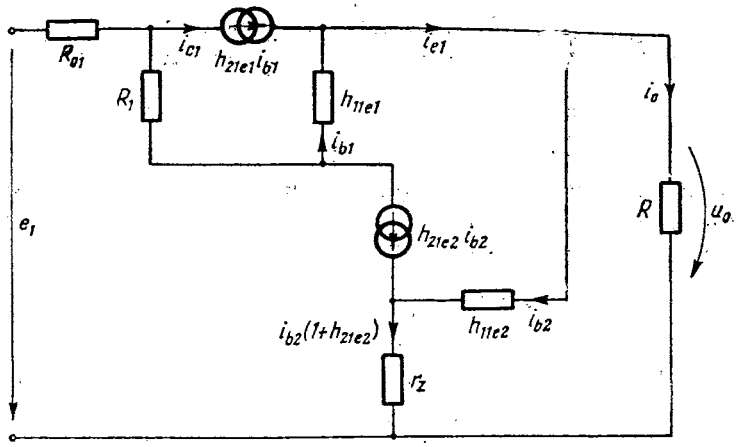


Fig. 4.18. Schema echivalentă în regim dinamic pentru stabilizatorul din fig. 4.17.

Relațiile care descriu circuitul în regim static se scriu direct pe baza figurii 4.17. Se ține cont că prin tranzistoare se mai adaugă legături de forma

$$I_{C1} = h_{21E1} \cdot I_{B1}; \qquad I_{C2} = h_{21E2} \cdot I_{B2}$$

respectiv

$$I_{E1} = I_{C1} + I_{B1}; \qquad I_{E2} = I_{C2} + I_{B2}.$$

Analiza regimului dinamic, determinat de variațiile în jurul unui punct de funcționare se face pe baza schemei din figura 4.18. Pentru tranzistoare se folosesc modele cu parametri „h" cu neglijările obișnuite ($h_{12e} = 0$; $1/h_{22e} = \infty$).

Relațiile care stau la baza determinării factorului S, pe baza figurii 4.18, devin

$$e_i = R_{0i}[h_{21e1}i_{b1} + (h_{21e2}i_{b2} + i_{b1})] + R_1(h_{21e2}i_{b2} + i_{b1}) + h_{11e1}i_{b1} + u_0 \tag{4.22}$$

$$i_{b1}(1 + h_{21e1}) = i_{b2} + u_0/R \tag{4.23}$$

$$u_0 = i_{b2}[h_{11e2} + (1 + h_{21e2})\, r_Z]. \tag{4.24}$$

Eliminînd curenții i_{b1}, i_{b2} din relațiile de mai sus se deduce raportul u_0/e_i, adică $1/S'_0$ în forma

$$\frac{1}{S'_0} = \frac{1}{1 + Au_0}, \qquad \text{unde } Au_0 \text{ este}$$

$$Au_0 = \frac{R_1 + h_{11e1} + (1 + h_{21e1}) \cdot R_{0i}}{(1 + h_{21e1})\,[(1 + h_{21e2})\, r_Z + h_{11e2}]} + \frac{h_{21e2} \cdot (R_1 + R_{0i})}{(1 + h_{21e2})\, r_Z + h_{11e2}} +$$

$$+ \frac{R_1 + h_{11e1} + (1 + h_{21e1}) \cdot R_{0i}}{(1 + h_{21e1}) \cdot R}. \tag{4.25}$$

Considerînd $R_{0i} \simeq 0$ (relativ mic) și neglijînd în numitorul lui $1/S'_0$ termenii care au h_{21e} numai la numitor, se obține pentru $1/S'_0$ o formulă aproximativă;

$$1/S'_0 \cong \frac{1}{1 + \dfrac{h_{21e2}R_1}{(1 + h_{21e2})r_Z + h_{11e2}}}. \tag{4.26}$$

Pentru rezistența de ieșire se deduce, plecînd de la aceeași schemă (fig. 4.18), o expresie relativ complicată. În ipoteza că $R_1 > (h_{11e1};\ h_{11e2})$ cu $h_{21e1} = h_{21e2} \gg 1$ și $h_{21e} r_Z \gg h_{11e2}$ această expresie se reduce la forma

$$R_0 \cong \frac{h_{21e} r_Z (R_1 + h_{21e} R_{0i})}{(1 + h_{21e}^2) R_1 + h_{21e}^2 (r_Z + R_{0i})} \cong \frac{r_Z (R_1 + h_{21e} \cdot R_{0i})}{h_{21e} (R_1 + r_Z + R_{0i})}. \qquad (4.27)$$

În practică $R_{0i} \cong 0$, adică rezistența internă a redresorului, este relativ mică, $R_{0i} h_{21e} \ll R_1$ și de asemenea $r_Z \ll R_1$, ceea ce permite o nouă simplificare care duce final la o rezistență de ieșire

$$R_0 \cong \frac{r_Z}{h_{21e}}. \qquad (4.28)$$

Coeficientul de temperatură al curcuitului stabilizator devine acum

$$S_T = S_Z + S_{T2}. \qquad (4.29)$$

La proiectarea unui astfel de stabilizator trebuie să se țină cont de următoarele limitări practice. Curentul de bază al tranzistorului regulator T_{R1} trebuie să fie relativ mic față de curentul de colector al tranzistorului amplificator de eroare. În caz contrar, rezistența de intrare a tranzistorului T_{R1} va șunta rezistența R_1 și se va obține o rezistență de ieșire mărită. Se impune un tranzistor T_{R1} cu o amplificare mare sau un tranzistor compus.

Variația curentului de emitor a tranzistorului T_2, determinată de variația sarcinii sau a tensiunii de intrare, duce și la variația tensiunii pe dioda stabilizatoare U_Z și a rezistenței dinamice a acesteia r_Z. Această variație se poate reduce prin polarizarea diodei stabilizatoare cu ajutorul rezistenței R_2, așa cum se arată în figura 4.19.

Soluția din figura 4.19, *b* are avantajul că polarizarea se realizează de la o tensiune cu pulsații mai mici și astfel perturbațiile ce se introduc în amplificatorul de eroare sînt mai mici. Trebuie observat însă că tensiunea continuă pe R_2 este relativ mică (de ordinul 0,5—0,7 V dacă T_2 este cu Si). Pentru a ameliora polarizarea din figura 4.19, *a*, sub aspectul perturbațiilor, rezistența R_2 se poate împărți în două și cu un condensator se realizează o filtrare suplimentară (fig. 4.20, *a*).

Dioda stabilizatoare se poate conecta și în circuitul de bază al tranzistorului amplificator, așa cum se arată în figura 4.20, *b*. În acest caz dioda poate fi de putere mai mică și stabilitatea sursei de referință este îmbunătățită

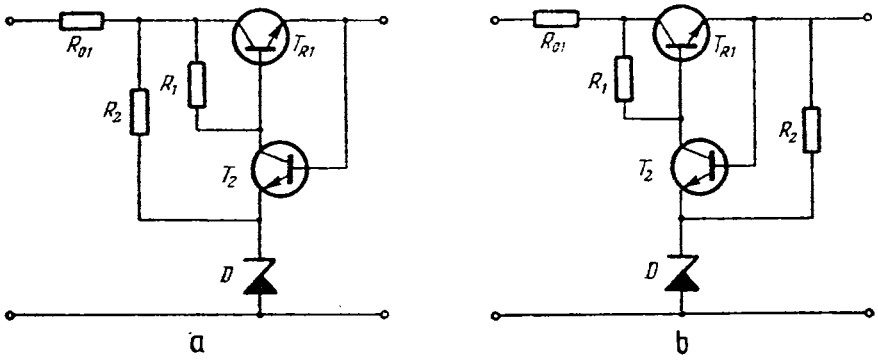


Fig. 4.19. Polarizarea diodei stabilizatoare:
a — prin R_1 legat la intrare; *b* — prin R_2 legat la ieșire.

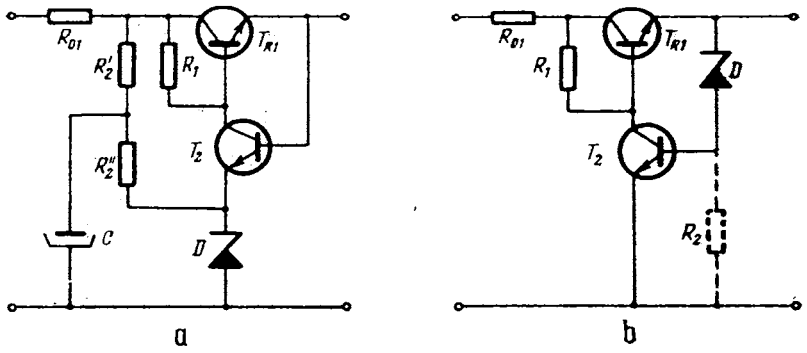


Fig. 4.20. Micșorarea perturbațiilor introduse prin rezistența de polarizare (*a*),stabilizator serie cu dioda conectată în circuitul bazei amplificatorului de eroare. (*b*)

deoarece variația curentului prin diodă este de $(1 + h_{21e})$ ori mai mică decît în schemele din figura 4.19. Există un pericol aici și anume dacă curentul de bază devine prea mic dioda nu se mai polarizează suficient. Cu ajutorul unei rezistențe R_2, reprezentată punctat, se poate din nou fixa curentul minim prin diodă.

La schemele prezentate pînă acum există un dezavantaj important. Rezistența R_1, prin care curge curentul de colector al tranzistorului T_2 și curentul de bază al tranzistorului T_{R1}, este conectată la o tensiune nestabilizată cu pulsații importante. Variațiile acestei tensiuni se fac simțite prin R_1, în baza tranzistorului T_{R1} și de aici în ieșire. În soluțiile care se prezintă în continuare se caută o ameliorare prin legarea rezistenței la o sursă mai constantă, sau înlocuirea lui R_1 cu un generator de curent.

4.3.3. STABILIZATOARE CU TENSIUNE REGLABILĂ

La început se va arăta cum se poate obține o tensiune de ieșire mai mare decît tensiunea diodei stabilizatoare și ajustabilă. În figura 4.21, dacă curentul de bază al tranzistorului T_2 se neglijează față de curentul prin R_3 și R_4 atunci tensiunea U_{R4}, pe rezistența R_4, este

$$U_{R4} = \frac{U_0}{R_3 + R_4} R_4. \tag{4.30}$$

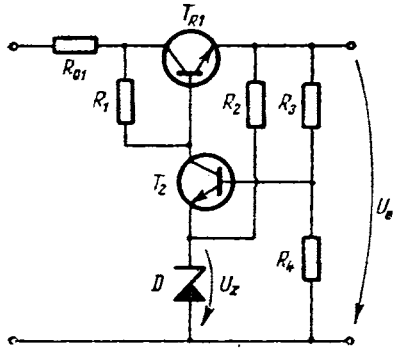


Fig. 4.21. Stabilizator serie pentru $U_0 > U_Z$.

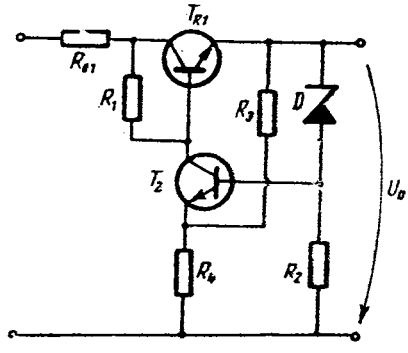


Fig. 4.22. Stabilizator serie modificat pentru $U_0 > U_Z$.

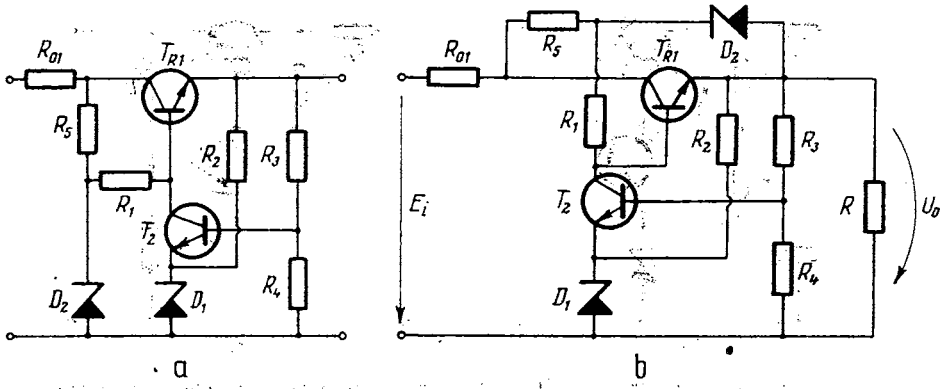


Fig. 4.23. Circuite cu prestabilizarea tensiunii la care se leagă amplificatorul de eroare.

Prin amplificatorul de eroare și tranzistorul regulator T_{R1}, U_0 se va fixa la o astfel de valoare încît U_{R4} să fie egal cu $U_Z + U_{BE2} \cong U_Z + 0{,}6$ V* și deci devine

$$U_0 = \frac{R_3 + R_4}{R_4} \cdot (U_Z + 0{,}6 \text{ V}), \tag{4.31}$$

mai mare decît U_Z.

În figura 4.22 se dă o altă soluție. Aici curentul prin divizorul R_3, R_4 trebuie să fie mai mare decît curentul de emitor, în schimb curentul prin dioda stabilizatoare poate fi mai mic.

Prin ajustarea rezistenței R_3 sau R_4 se poate ajusta tensiunea de ieșire, deocamdată în limite destul de restrînse. Un raport $(R_3 + R_4)/R_4$ prea mare face ca variațiile tensiunii de ieșire să se transmită amplificatorului de eroare, reprezentat de tranzistorul T_2, mult atenuate. Ca urmare, scade S_0' și crește R_0.

Pentru a micșora erorile ce se introduc prin rezistența R_1 datorită variației sursei de alimentare se poate folosi o prestabilizare a tensiunii la care se leagă R_1 (fig. 4.23).

Soluția din figura 4.23, *a* este simplă și nu necesită comentarii. Mai interesantă este schema din figura 4.23, *b*, în care se îmbunătățește mult factorul de stabilizare și rezistența de ieșire. Prin circuitul bază-emitor a lui T_{R1} și prin rezistența dinamică a diodei stabilizatoare D_2, variațiile u_2(fig. 4.24, *a*) din colectorul lui T_2 ajung sub forma variațiilor $\xi \cdot u_2$ ($\xi < 1$) la celălalt capăt al rezistenței R_1. Se obține astfel o reacție „bootstrap" [5], care duce la o rezistență echivalentă R_1 mai mare și deci la o amplificare mai mare.

În figura 4.24, *b* se prezintă schema echivalentă a ieșirii tranzistorului T_2. Tensiunea u_2 se poate scrie în forma

$$u_2 = -h_{21e2} i_{b2} R_1 + \xi u_2 \tag{4.32}$$

și astfel rezistența de transfer (ca o măsură a amplificării amplificatorului de eroare) devine

$$R_{tr} = \frac{u_2}{i_{b2}} = -h_{21e2} \cdot \frac{R_1}{1 - \xi}. \tag{4.33}$$

* S-a presupus că tranzistorul T_2 este cu Si și are $U_{BE} = 0{,}6$ V.

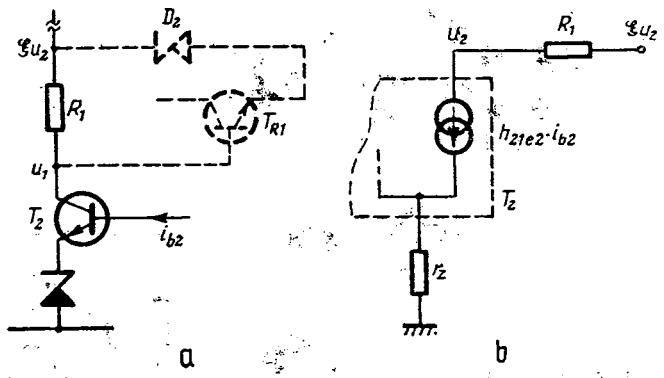


Fig. 4.24. Reacția care duce la mărirea rezistenței echivalente din colectorul amplificatorului de eroare.

Deoarece ξ este apropiat de 1, se realizează o amplificare sporită, care se manifestă printr-un S_0' mai mare și o rezistență de ieșire mai mică.

La proiectarea acestui circuit trebuie să se țină cont de tensiunea minimă și maximă de alimentare $E_i(R_{0i} \cong 0)$ și el se folosește cu succes acolo unde tensiunea colector-emitor a tranzistorului regulator T_{R1} este mai mare de 2 V.

O altă posibilitate este prezentată în figura 4.25. R_1 este înlocuită printr-o sursă de curent constant, realizată cu dioda stabilizatoare D_2 și tranzistorul T_3. Curentul de colector al lui T_3, aproximativ egal cu curentul de emitor, este

$$I_{C3} \cong I_{E3} = \frac{U_{Z2} - U_{BE3}}{R_6}. \tag{4.34}$$

Rezistența echivalentă a generatorului de curent, care joacă rolul rezistenței R_1, se poate deduce dintr-o schemă echivalentă dinamică. Folosind parametrii „h" pentru T_3, rezultă în final [2],

$$(R_1)_{echiv} \cong \frac{1}{h_{22e3}} \left(1 + \frac{h_{21e3} \cdot R_6}{R_6 + r_Z + h_{11e3}}\right). \tag{4.35}$$

Presupunînd un tranzistor T_3 cu $1/h_{22e} = 50$ kΩ, $h_{21e} = 100$, $h_{11e} = 5$ kΩ cu $r_Z = 50$ Ω și $R_6 = 100$ Ω, rezultă pentru $(R_1)_{echiv}$ o valoare de aproximativ

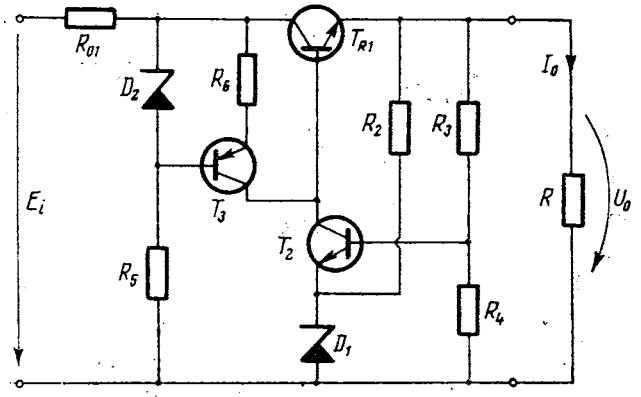


Fig. 4.25. Stabilizator serie cu generator de curent în colectorul amplificatorului de eroare.

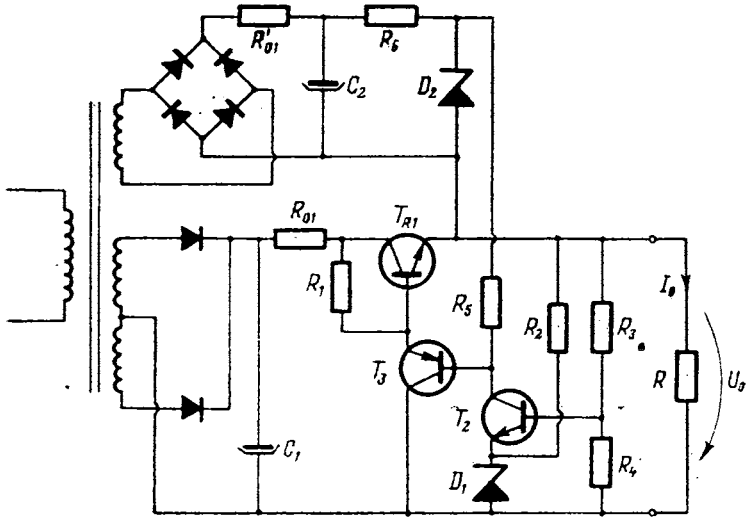


Fig. 4.26. Stabilizator serie cu amplificatorul de eroare alimentat de la o sursă separată.

150 kΩ. O astfel de valoare nu se poate realiza în montajul obișnuit, valorile tipice pentru R_1 fiind $2 \div 10$ kΩ.

În figura 4.26 se prezintă o schemă în care amplificatorul de eroare se alimentează de la o sursă separată și comandă tranzistorul regulator printr-un repetor pe emitor realizat cu T_3. Tensiunea pe condensatorul C_2 poate fi mult mai mare decît U_{Z2} și astfel cu R_6 mare se obține o bună stabilizare a tensiunii pe dioda D_2. Curentul consumat de la sursa suplimentară este relativ mic față de curentul sursei principale.

Efectul modificării temperaturii, deci coeficientul de temperatură al stabilizatorului se poate îmbunătăți prin folosirea unui amplificator de eroare diferențial (fig. 4.27). Dacă tranzistoarele T_2, T_3 ar avea variații identice ale tensiunii bază emitor cu temperatura, coeficientul de temperatură al stabilizatorului ar fi independent de T_2, T_3 și de forma

$$S_T = S_Z \frac{R_3 + R_4}{R_4}. \tag{4.36}$$

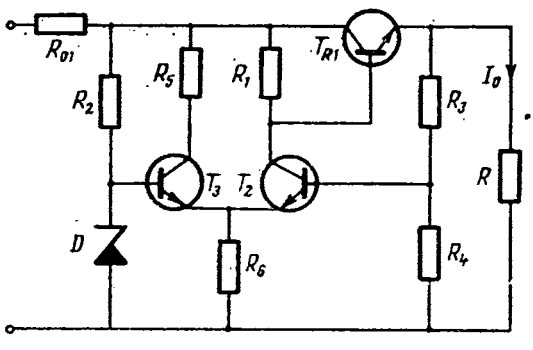


Fig. 4.27. Stabilizator serie cu amplificator diferențial de eroare.

În realitate, chiar la tranzistoare selectate și plasate în aceeași capsulă, se obține un coeficient de temperatură de ordinul

$$\frac{\partial(U_{BE1} - U_{BE2})}{\partial T} = 1 \ \mu V/°C.$$

Pentru a regla tensiunea de ieșire, la schemele de mai sus, în limite mai largi și a coborî sub $U_0 = U_Z + U_{BE2}$ (valoarea ce se obține din (4.31) în care $R_3 = 0$) se poate utiliza schema din figu-

ra 4.28. Cu ajutorul diodei stabilizatoare D_3 și a tensiunii suplimentare U_{i2} se creează posibilitatea ca U_0 să se regleze în domeniul

$$0 \leqslant U_0 \leqslant \frac{U_{Z01}}{R_4} \cdot R_3 \quad (4.37)$$

prin potențiometrul R_3. În poziția de sus a cursorului se obține valoarea maximă, iar jos, cînd $R_3 = 0$, se obține tensiunea minimă de zero. Folosind sursa suplimentară U_{i1} și dioda stabilizatoare D_2, se realizează reacția bootstrap descrisă mai sus.

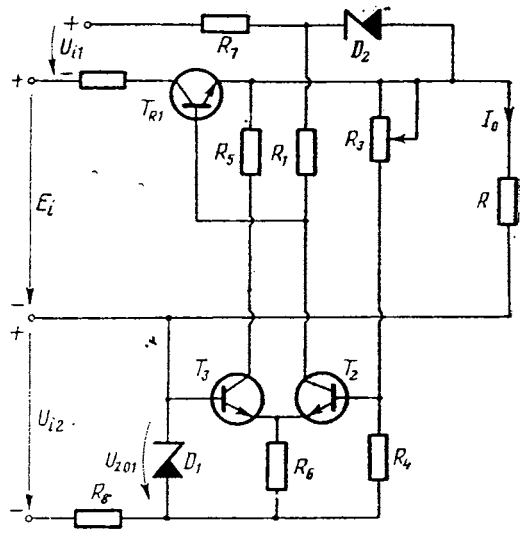


Fig. 4.28. Stabilizator serie cu tensiune reglabilă $0 \leqslant U_0 \leqslant U_{0\,max}$.

De multe ori, la sursele reglabile se folosește comutarea în trepte a valorilor tensiunii de ieșire (de exemplu în trepte de 1 V). Pentru a evita o putere disipată prea mare pe tranzistorul de reglare la tensiuni de ieșire mici, la comutarea spre tensiuni mici se comută și tensiunea secundară a transformatorului spre tensiuni mai mici.

4.3.4. CIRCUITE DE PROTECȚIE

Un curent prea mare, o disipare prea mare cauzată de pornirea pe sarcină capacitivă, suprasarcina de durată sau scurtcircuitele pot pereclita tranzistorul regulator al stabilizatoarelor serie.

Se folosesc două metode de bază pentru protejarea tranzistorului. Prima metodă limitează curentul de sarcină, iar a doua întrerupe alimentarea sau blochează elementul de reglare pînă la o repunere din exterior.

În figura 4.29 se prezintă un circuit simplu de limitare a curentului. Valoarea limită a curentului se ajustează prin valoarea rezistenței R_5 și din numărul diodelor folosite pentru obținerea diodei echivalente D_2. Limitarea apare cînd se deschide dioda D_2 și prin aceasta se șuntează intrarea tranzistorului compus. Deschiderea apare cînd

$$U_{BE1} + U_{BE2} + I_0 \cdot R_5 = n \cdot 0{,}6. \quad (4.38)$$

S-a considerat că dioda D_2 este compusă din n diode cu Si legate în serie cu tensiunea de deschidere de 0,6 V.

Dacă $U_{BE1} \simeq U_{BE2} \simeq 0{,}6$ V, rezultă că n trebuie să fie cel puțin egal cu trei și atunci curentul de sarcină limită este

$$I_0 \simeq 0{,}6/R_5. \quad (4.39)$$

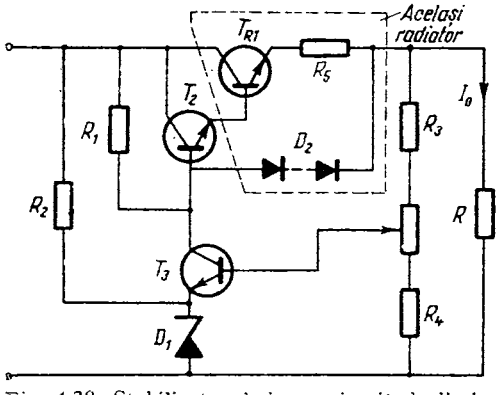


Fig. 4.29. Stabilizator serie cu circuit de limitare a curentului.

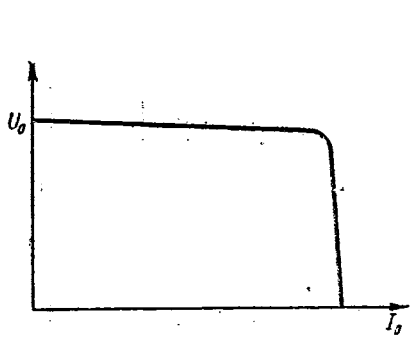


Fig. 4.30. Caracteristica externă a unui stabilizator cu limitarea curentului.

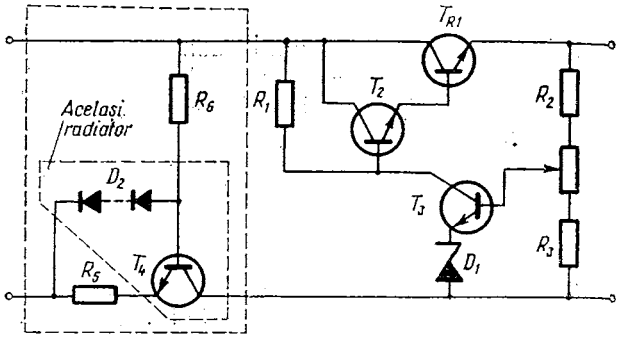


Fig. 4.31. Circuit de limitare a curentului în exterior.

Pentru rezistența R_5 se iau valori de ordinul 0,5—10 Ω. În figura 4.30 se prezintă caracteristica externă a unui stabilizator cu limitare a curentului printr-un astfel de circuit.

Circuitul de limitare a curentului se poate conecta și în exteriorul stabilizatorului (fig. 4.31) . El constă din tranzistorul T_4 împreună cu dioda D_2 și rezistențele R_5, R_6. Valoarea rezistenței R_6 este astfel aleasă încît în funcționarea normală T_4 să fie saturat și căderea pe R_5 să nu fie suficientă pentru a deschide dioda D_2. Cînd apare suprasarcină, dioda D_2 se deschide și reduce curentul de bază al tranzistorului T_4. Acesta iese din saturație și astfel reduce tensiunea disponibilă pentru stabilizator. În condiții de scurtcircuit, tranzistorul T_4 se blochează și întreaga tensiune de intrare apare pe acesta și pe rezistența R_5. Caracteristica externă a stabilizatorului astfel protejat este asemănătoare cu cea din figura 4.30.

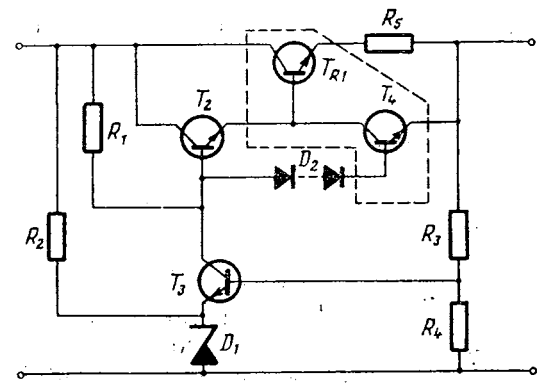


Fig. 4.32. Circuit de limitare a curentului cu rezoluție mărită.

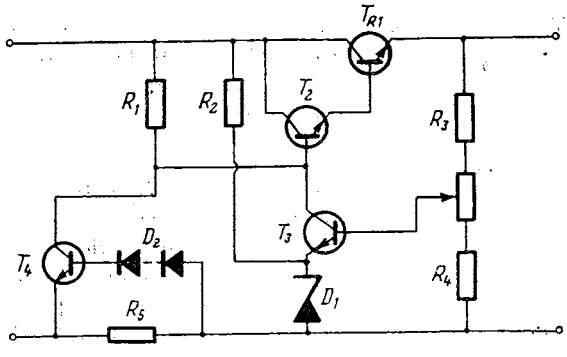


Fig. 4.33. Circuit de limitare a curentului din exterior cu acces la colectorul tranzistorului amplificator.

În condiții de suprasarcină pot apărea modificări importante de temperatură. Pentru a micșora efectele acestora, care se traduc în modificări ale tensiunii joncțiunilor, tranzistorul și dioda se montează pe același radiator (fig. 4.31).

Cu montajele din figurile 4.32 și 4.33 se mărește rezoluția circuitelor de limitare de tipul prezentat mai sus prin folosirea unui tranzistor suplimentar.

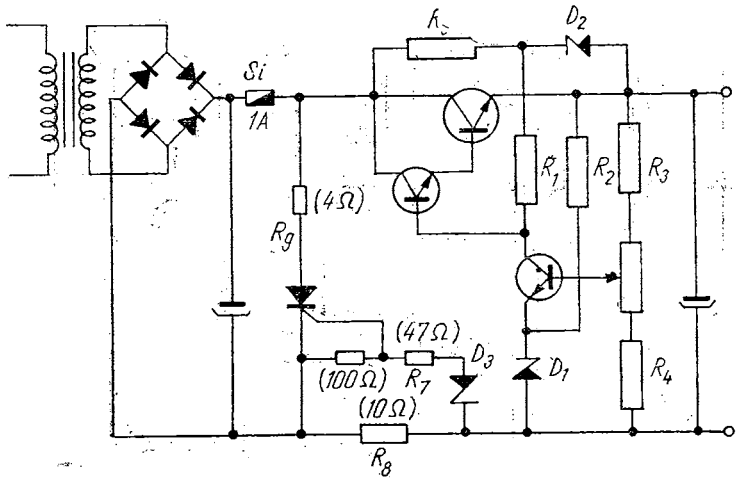


Fig. 4.34. Circuit de protecție care întrerupe alimentarea.

În figura 4.34 se prezintă un circuit de protecție care întrerupe alimentarea. Cu ajutorul tiristorului, la depășirea curentului limită se obține o încărcare suplimentară a redresorului care face ca siguranța Si să întrerupă alimentarea. Cu un tiristor care conduce după aproximativ 1 μs de la producerea unui scurtcircuit, o siguranță de 1A poate acționa în 3—4 μs. Fără acest circuit de sarcină suplimentar, aceeași siguranță ar avea nevoie de 400 μs pentru a acționa, timp în care probabil tranzistorul ar fi în pericol.

Există multe variante de circuite de protecție cu blocarea elementului de reglare și repunerea în funcțiune printr-o comandă din exterior. În figura 4.35 se prezintă principiul unei astfel de protecții [4]. La depășirea curentului limită se deschide tranzistorul T_p și circuitul basculant bistabil CBB trece în starea care deschide și tranzistorul T_S. Prin deschiderea lui T_S se blochează elementul de reglare T_{R1}. Readucerea circuitului basculant se face prin contactul K, după înlăturarea cauzelor ce au dus la acționarea protecției. Prin readucere, T_S se blochează și stabilizatorul funcționează normal.

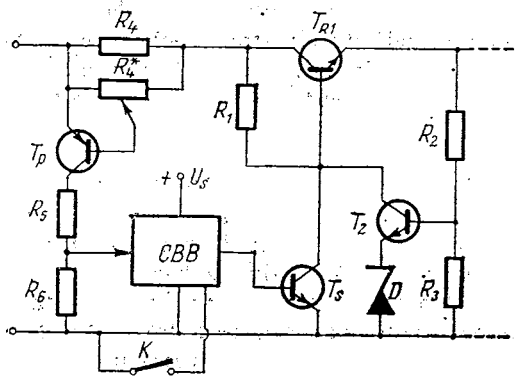


Fig. 4.35. Circuit de protecție cu blocarea elementului de reglare și repunere printr-o comandă din exterior.

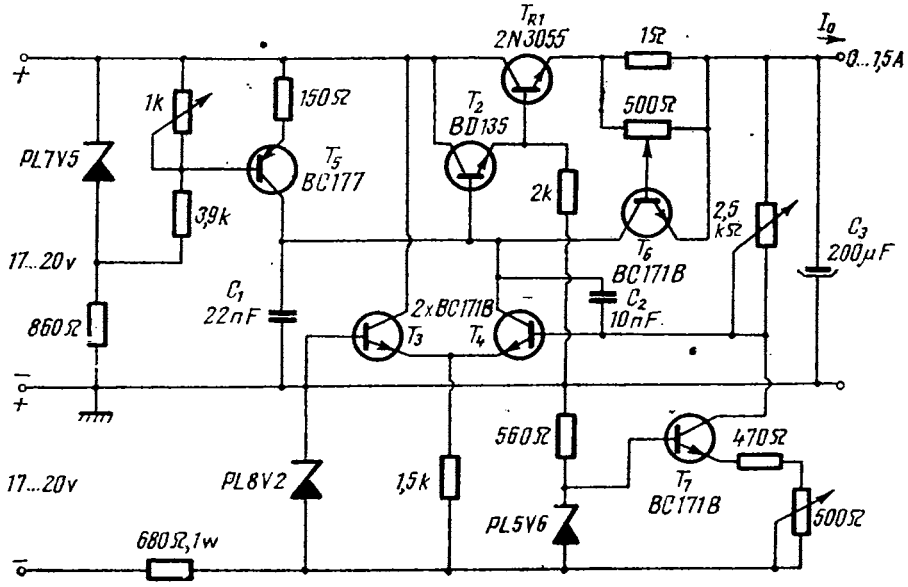


Fig. 4.36. Exemplu de stabilizator pentru $0 \div 1{,}5$ A și $0 \div 15$ V.

În încheiere, în figura 4.36 se prezintă după [4] un stabilizator cu tensiunea de ieșire reglabilă de la zero la 15 V și un curent maxim de ieșire de 1,5 A. Se folosește o protecție cu limitare a curentului realizată cu T_6. Condesatoarele C_1 și C_2 se folosesc pentru a evita oscilațiile ce pot apărea în sistemele cu reacție (în buclă închisă). Stabilizatorul prezintă o rezistență de ieșire de aproximativ 0,05 Ω și un factor de stabilizare $1/S_0'$ de 0,001.

4.4. STABILIZATOARE PARALEL

În acest paragraf se prezintă pe scurt cîteva scheme de stabilizatoare cu element de reglare paralel. Regimul static se poate trata într-o formă similară stabilizatoarelor parametrice. În acest sens este posibil chiar să se echivaleze tranzistorul paralel ca element de reglare și dioda stabilizatoare folosită ca element de referință cu o diodă stabilizatoare echivalentă. Se obține astfel un stabilizator parametric, tratat în pragraful 4.2. Parametrii dinamici se deduc considerînd elementele separat pentru a scoate în evidență influența fiecăruia.

4.4.1. CIRCUITUL DE BAZĂ

În figura 4.37 se prezintă circuitul de bază cu tranzistor ca element de reglare paralel. Se vede direct că tensiunea bază-emitor este diferența dintre tensiunea de ieșire și tensiunea de referință reprezentată de tensiunea pe dioda Zener. Bazați pe aceeași proprietate a tranzistorului prin care variații mici de tensiune bază-emitor pot produce variații mari ale curentului prin tranzistor se poate, principial, explica efectul de stabilizare. La o creștere a tensiunii E_i, presupunînd U_Z constantă, crește tensiunea bază-emitor. Aceasta duce la o creștere a curentului de colector, care apoi produce o cădere mai mare pe $R_{0i} + R_1$ cu tendință de revenire a tensiunii de ieșire U_0. La fel, în cazul

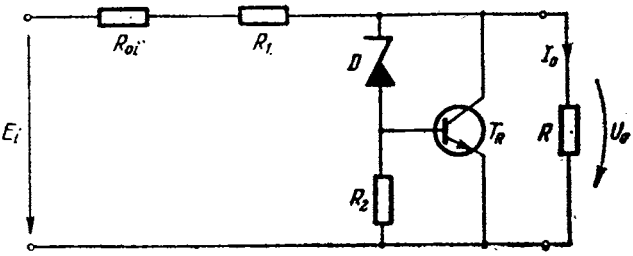


Fig. 4.37. Stabilizator cu element de reglare paralel. Circuitul de bază.

creșterii curentului de sarcină I_0, scade tensiunea de ieșire U_0 și scade tensiunea bază-emitor. Se obține acum o scădere a curentului și deci a tensiunii pe $R_{0i} + R_1$, ceea ce înseamnă o revenire pentru U_0.

Pentru analiza regimului static, se pot folosi relațiile între tensiuni și curenți ce rezultă direct pe baza figurii 4.37,

$$\begin{aligned} E_i &= I_1(R_{0i} + R_1) + U_0 \\ I_1 &= I_Z + I_C + I_0 \\ U_0 &= U_Z + U_{BE}. \end{aligned} \tag{4.38}$$

Trebuie observat în primul rînd faptul că tranzistorul și dioda de referință sînt autoprotejate la sarcină mărită sau scurtcircuit. De asemenea, dacă stabilizatorul trebuie să asigure o tensiune stabilizată pentru un curent de sarcină egal cu de două ori valoarea nominală, în regim nominal, curentul prin tranzistor trebuie să aibă o valoare egală cu curentul nominal de sarcină. La tensiuni de ieșire mari rezultă o putere disipată mare pe tranzistor și deci o eficiență mai mică decît la stabilizatoarele serie. Astfel, pentru un stabilizator cu un curent nominal de sarcină $I_{0N} = 2\ A$ și o tensiune nominală $U_{0N} = 10$ V, în ipoteza prezentată, rezultă o putere disipată pe tranzistor de 20 W. La aceasta se mai adaugă puterea consumată pe rezistența serie R_1.

În figura 4.38 se prezintă schema echivalentă pentru variații pe baza căreia se calculează coeficientul de stabilizare S'_0 și rezistența de ieșire R_0. Exprimînd legătura dintre e_i și u_0 (la R dat) se obține

$$e_i = \frac{R_1 + R_{0i}}{R}\left[1 + \frac{R}{r_Z + \dfrac{R_2 h_{11e}}{R_2 + h_{11e}}} \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_2 + h_{11e}}\, h_{21e}\right) + \frac{R}{R_1 + R_{0i}}\right] u_0. \tag{4.39}$$

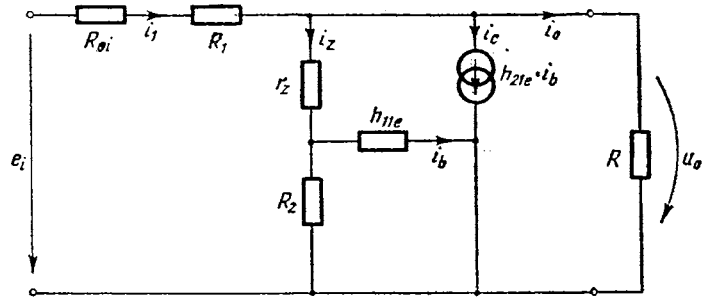


Fig. 4.38. Schemă echivalentă pentru calculul coeficientului de stabilizare S'_0 și a rezistenței de ieșire R_0 la stabilizatorul din figura 4.37.

Dacă se consideră $R_2 \gg h_{11e}$ rezultă

$$S_0' = 1 + (R_1 + R_{0i}) \left[\frac{1}{R} + \frac{(1 + h_{21e})}{r_Z + h_{11e}} \right], \tag{4.40}$$

iar pentru $R \to \infty$ se obține S_0 în forma

$$S_0 = 1 + \frac{(R_1 + R_{0i})\ (1 + h_{21e})}{r_Z + h_{11e}}. \tag{4.41}$$

Din aceeași schemă se deduce apoi legătura dintre u_0 și i_0 la $e_i = 0$ (E_i = constant) și se determină rezistența de ieșire

$$R_0 = -\frac{u_0}{i_0} = \frac{R_{0i} + R_1}{1 + \dfrac{R_{0i} + R_1}{r_Z + \dfrac{h_{11e} R_2}{h_{11e} + R_2}} \left(1 + \dfrac{R_2}{R_2 + h_{11e}} h_{21e} \right)}. \tag{4.42}$$

Pentru $R_2 \gg h_{11e}$ expresia (4.42) se reduce la forma

$$R_0 = \frac{R_{0i} + R_1}{1 + \dfrac{R_{0i} + R_1}{r_Z + h_{11e}} (1 + h_{21e})}. \tag{4.43}$$

Din relațiile (4.41) (și 4.43) rezultă că stabilizatorul este cu atît mai bun, cu cît R_1 este mai mare, h_{21e} este mai mare, iar rezistența internă r_Z a diodei stabilizatoare și h_{11e} sînt mai mici.

Rezistența R_2 se alege astfel încît la curentul de bază minim ce corespunde curentului de colector minim, dioda D să lucreze încă în regiunea de stabilizare. La scurtcircuit, toată tensiunea de intrare apare pe rezistența R_1 și ea trebuie aleasă de putere corespunzătoare.

4.4.2. ALTE SCHEME DE STABILIZATOARE PARALEL

În fig. 4.39 se prezintă o soluție în care prin rezistența R_1 nu mai curge curentul diodei stabilizatoare. Valoarea lui R_1 poate fi mai mare la aceeași tensiune de intrare și prin aceasta se îmbunătățesc parametrii S_0 și R_0.

Pentru a obține tensiuni de ieșire U_0 mai mari decît tensiunea pe dioda stabilizatoare U_Z, se poate folosi soluția din figura 4.40.

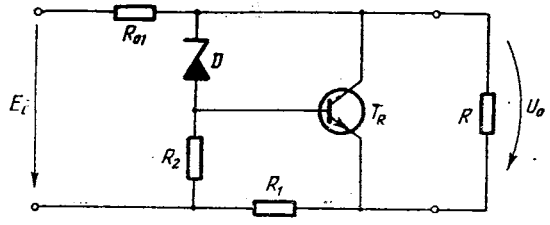


Fig. 4.39. Stabilizator paralel modificat.

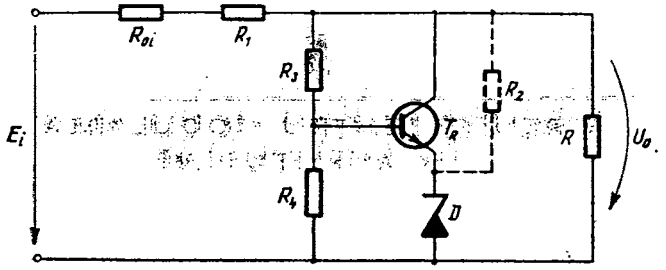


Fig. 4.40. Stabilizator paralel pentru $U_0 > U_Z$.

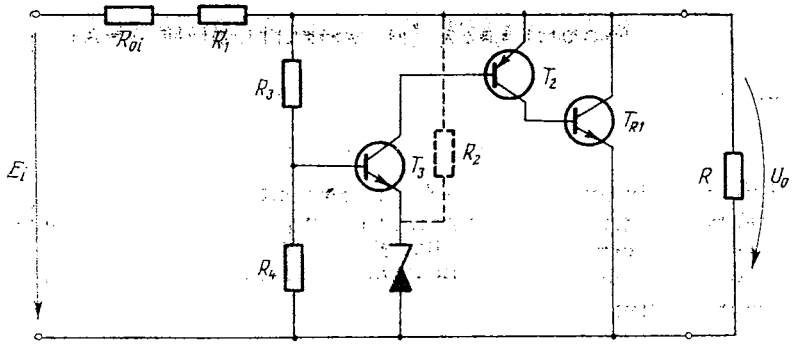


Fig. 4.41. Stabilizator pentru $U_0 > U_Z$ cu tranzistor compus.

O îmbunătățire a parametrilor stabilizatorului paralel se obține prin mărirea amplificării de curent folosind tranzistoare compuse. În figura 4.41 se prezintă o soluție în cazul unui stabilizator cu $U_Z > U_0$.

BIBLIOGRAFIE

1. Gray, P. E., ș. a. *Bazele electronicii moderne*, vol. I, II, Ed. tehnică, București, 1973.
2. Millman, J. ș. a. *Integrated electronics*. Mc. Graw Hill, N. Y. 1972.
3. Nowicki, J. R. *Power supplies for electronic equipment*. London, 1971.
4. Tănase M., ș. a. *„Electronică și Mutatoare"*. Curs litografiat. Institutul Politehnic Traian Vuia, 1978.
5. Vătășescu, A. *„Circuite cu semiconductoare în industrie. Amplificatoare și oscilatoare"*. Ed. tehnică, București, 1971.
6. * * * *Tranzistoare*. Catalog IPRS; 1976— 1977.
7. * * * *Diode și tiristoare*. Catalog IPRS; 1976— 1977.

5

CIRCUITE PENTRU MODULAREA ÎN AMPLITUDINE

5.1. MODULAREA ÎN AMPLITUDINE (MA)

Semnalul

$$s(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \tag{5.1}$$

poate fi modulat în amplitudine (A), în frecvență (ω) sau în fază (φ), permițînd astfel transmiterea unei informații (semnalul modulator) pe suportul unei purtătoare de frecvență convenabilă [2], [3], [6].

În cele ce urmează vom considera numai semnale *modulate în amplitudine*. Acestea sînt de forma

$$e(t) = E'(t) \cos \omega_p t, \tag{5.2}$$

unde $E'(t)$ este amplitudinea *modulată* (variază în timp în ritmul semnalului modulator), iar ω_p este frecvența *purtătoarei*. Amplitudinea $E'(t)$ poate fi scrisă

$$E'(t) = E\,[1 + mf(t)] \tag{5.3}$$

unde E este *amplitudinea purtătoarei* (pentru $m = 0$, semnal nemodulat, obținem $e(t) = E \cos \omega_p t =$ oscilația purtătoare), m este *gradul de modulație*, iar $f(t)$ este *semnalul modulator* normat care satisface condițiile:

$$\overline{f(t)} = 0 \quad \text{(media pe o perioadă este nulă)} \tag{5.4}$$

$$|f(t)|_{max} = 1 \quad \text{(maximul modulului este egal cu unitatea)} \tag{5.5}$$

Un caz particular este acela al unei modulații armonice:

$$f(t) = \cos \omega t.$$

Figura 5.1, *a* arată o formă de undă pentru o modulație *normală* în amplitudine, caracterizată de $m \leqslant 1$, ceea ce corespunde unui $E'(t) \geqslant 0$ (anve-

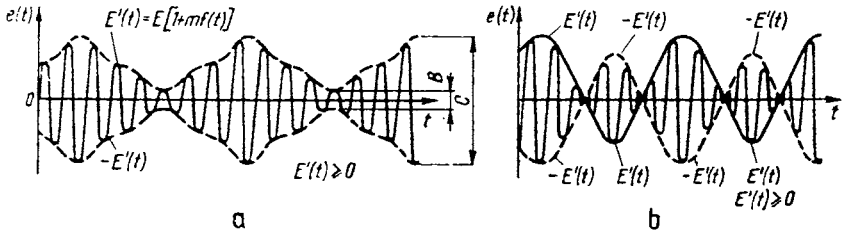


Fig. 5.1. Oscilație MA:
a — modulație normală ($m \leqslant 1$); *b* — supramodulație.

lopa E' nu devine niciodată negativă). În acest caz gradul de modulație poate fi determinat cu relația

$$m = \frac{C - B}{C + B} \tag{5.6}$$

unde C și B sînt definite pe figură. Figura 5.1, *b* ilustrează cazul în care E' devine negativ pentru anumite intervale de timp ($m > 1$, supramodulație). Formula (5.6) nu mai este valabilă, iar detecția (demodularea) unui astfel de semnal nu mai poate fi făcută cu un simplu *detector de anvelopă* (a se vedea capitolul 6). Va fi necesar un *detector sincron* care presupune obținerea la recepție în paralel cu semnalul modulat și a purtătoarei nemodulate (demodularea necesită refacerea acesteia la recepție). Acest gen de modulație este evitat în aplicațiile în care receptoarele trebuie să fie cît mai simple.

Pentru analiza *spectrului* oscilației MA, vom particulariza $f(t) = \cos \omega t$. Dezvoltînd $e(t)$ avem

$$\begin{aligned} e(t) &= E\,(1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t = \\ &= \underbrace{E \cos \omega_p t}_{\text{purtătoarea}} + \underbrace{mE \cos \omega t \cos \omega_p t}_{\text{conține informația}} = \\ &= E \cos \omega_p t + \underbrace{\frac{mE}{2} \cos(\omega_p + \omega)\, t + \frac{mE}{2} \cos(\omega_p - \omega)\, t}_{\text{componente laterale}} \end{aligned} \tag{5.7}$$

Modularea în amplitudine este reprezentată schematic în figura 5.2, *a*. De regulă avem $\omega \ll \omega_p$, deci spectrul semnalului modulat (figura 5.2, *b*) se plasează la frecvențe înalte, ceea ce asigură o transmisie convenabilă.

Presupunem acum că $f(t)$ este periodic nesinusoidal, iar frecvența maximă care trebuie reținută din spectrul său este ω_M. Fiecare componentă a oscilației modulatoare de joasă frecvență va da naștere la două *componente laterale*, de-o parte și de alta a purtătoarei, în spectrul semnalului modulat. *Banda de frecvență* pe care o ocupă semnalul modulat va fi $2\omega_M/2\pi = \omega_M/\pi$ sau $2f_M$, unde $f_M = \omega_M/2\pi$.

Puterea medie dezvoltată de semnalul (5.7) la bornele unei rezistențe R_s este

$$P = \underbrace{\frac{E^2}{2R_s}}_{\text{purtătoare}} + \underbrace{2 \cdot \frac{1}{2R_s}\left(\frac{mE}{2}\right)^2}_{\text{componente laterale}} = \frac{E^2}{2R_s}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \tag{5.8}$$

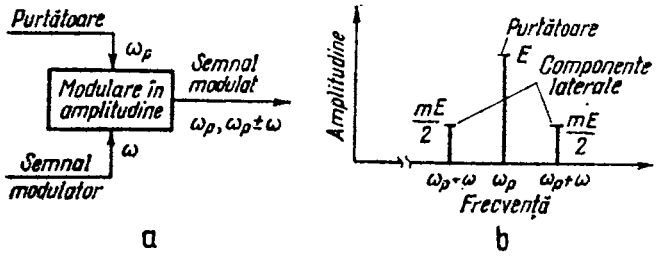


Fig. 5.2. Modulație în amplitudine, sinusoidală, cu frecvența ω (*a*) și spectrul corespunzător (*b*).

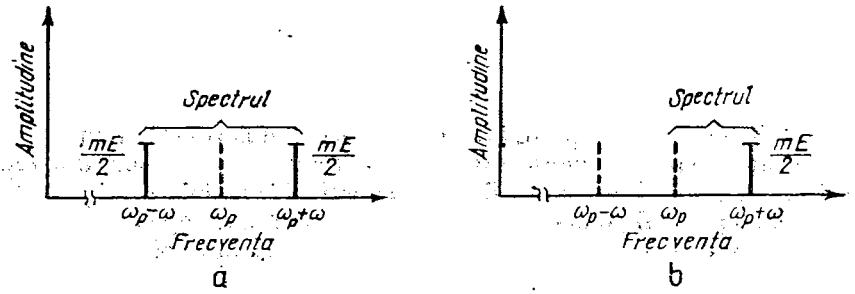


Fig. 5.3. Spectrul MA pentru oscilație cu purtătoarea suprimată, PS (*a*) și cu bandă laterală unică, BLU (*b*).

Puterea conținută în componentele laterale crește cu gradul de modulație, m, atingînd abia 50% din puterea pe purtătoare pentru cazul cel mai favorabil, $m = 1$. Emisia purtătoarei poate fi privită ca o risipă de putere. Există însă sisteme de modulație *cu purtătoare suprimată* (PS), semnalul modulat fiind de forma

$$e_{PS}(t) = mEf(t) \cos \omega_p t. \tag{5.9}$$

În cazul $f(t) = \cos \omega t$, spectrul are forma din figura 5.3, *a*. Deoarece „anvelopa" semnalului (5.9) devine ... negativă, la recepție apar exact aceleași probleme ca în cazul oscilației supramodulate din figura 5.1, *b*. Remarcăm în sfîrșit că informația este conținută de fapt numai într-o *bandă laterală* de o singură parte a purtătoarei. Ca urmare, se pot concepe sisteme de transmisie *cu bandă laterală unică* (BLU). Pentru o modulație $f(t) = \cos \omega t$ (figura 5.3, *b*)

$$e_{PS,\,BLU}(t) = \frac{mE}{2} \cos (\omega_p + \omega)\, t. \tag{5.10}$$

Proprietățile acestor trei sisteme de modulație sînt sistematizate în tabelul 5.1.

TABELUL 5.1

Sisteme de modulare în amplitudine

Sistemul	Avantaje	Dezavantaje
Normal (MA)	Demodulare simplă (detector de anvelopă) la recepție	Consum mare de putere la emisie
Cu purtătoare suprimată (MA — PS)	Reducerea puterii necesare la emisie	Necesită detecție sincronă (coerentă), deci complică receptorul
Cu purtătoarea suprimată și bandă laterală unică (MA—PS—BLU)	Putere redusă la emisie Bandă de frecvențe mai redusă pentru același semnal transmis	Necesită o filtrare dificilă (a unei benzi laterale) la emisie Necesită detecție sincronă (receptor complicat)

Există patru metode de bază care permit obținerea semnalului MA. Ele sînt prezentate în tabelul 5.2. Unele permit și generarea semnalului cu purtătoare suprimată. Cu o singură excepție, aceste procedee realizează modularea

TABELUL 5.2

Procedee de obținere a semnalelor MA

Procedeul	Tipul de modulație	Nivelul de putere
Multiplicare analogică	MA normal MA—PS	Redus
Modulare prin „choppare"	MA normal MA—PS	Redus
Modulare „neliniară"	MA normal	Redus
Modulare „directă" sau „liniară"	MA normal	Ridicat (în etajul prefinal)

la un nivel redus de putere și trebuie să se asigure amplificarea ulterioară a semnalului modulat pînă la nivelul de putere necesar transmisiei. Acest unic sistem (modularea „directă", tabelul 5.2) are dezavantajul că necesită un semnal modulator de putere mare, dar meritul că permite o amplificare mai ușoară și mai eficientă a purtătoarei de înaltă frecvență pînă la nivelul de putere dorit.

5.2. MULTIPLICAREA ANALOGICĂ

5.2.1. O SOLUȚIE DE PRINCIPIU

Principiul multiplicării analogice a două semnale $u_1(t)$ și $u_2(t)$ este ilustrat de figura 5.4. Se folosesc: un sumator și un circuit de diferențiere pentru a obține $u_1 \pm u_2$, două dispozitive cu caracteristica de transfer parabolică pentru a efectua ridicări la pătrat, din nou un circuit de diferențiere. Rezultă

$$u_5 = u_3 - u_4 = k\,[(u_1 + u_2)^2 - (u_1 - u_2)^2] = 4ku_1u_2 \qquad (5.11)$$

deci $u_5 \sim u_1u_2$, se pot multiplica două semnale oarecare și în particular se pot obține semnale de forma (5.2) sau (5.9).

Principala dificultate constă în utilizarea a două dispozitive cu caracteristici *parabolice*, $u_{ies} = ku_{in}^2$, *identice*.

De regulă dispunem numai de dispozitive cu o caracteristică de transfer *semiparabolică*, definită de

$$u_{ies} = ku_{in}^2 \text{ pentru } u_{in} \geq 0,$$
$$u_{ies} = 0 \text{ pentru } u_{in} < 0. \qquad (5.12)$$

Dacă utilizăm astfel de dispozitive în scheme din figura 5.4, trebuie să impunem condițiile ($u_{in} \geq 0$)

$$u_1 + u_2 \geq 0, \quad u_1 - u_2 \geq 0. \qquad (5.13)$$

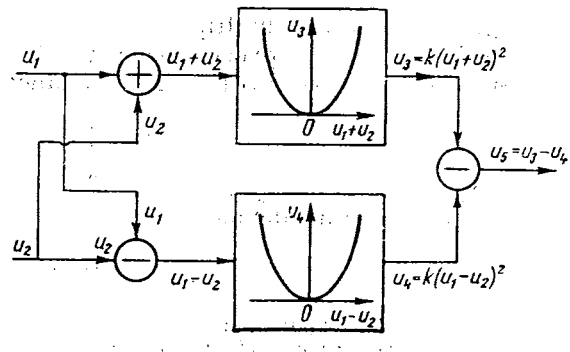


Fig. 5.4. Multiplicarea analogică.

Vom determina acum efectul acestor restricții asupra modulării în amplitudine. Introducînd

$$u_1(t) = A\,[1 + mf(t)], \qquad u_2(t) = A_p \cos \omega_p t \tag{5.14}$$

în relația (5.11) obținem

$$u_5 = \underbrace{\underbrace{4kAA_p}_{E}(1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t}_{E'(t)} \tag{5.15}$$

adică exact un semnal de forma (5.2). Dacă se alege $u_1(t) = Amf(t)$ se obține semnalul (5.9) (cu purtătoare suprimată). În cazul caracteristicii semiparabolice, însă, va trebui să impunem

$$(u_1 + u_2)_{min} \geqslant 0, \qquad (u_1 - u_2)_{min} \geqslant 0 \tag{5.16}$$

ținînd seama că semnalele $u_1(t)$ și $u_2(t)$ se pot combina cu o fază arbitrară și luînd situația cea mai nefavorabilă* . Din condițiile (5.16) rezultă

$$A(1 - m) \pm (\mp A_p) \geqslant 0 \tag{5.17}$$

adică

$$m \leqslant 1 - \frac{A_p}{A}. \tag{5.18}$$

Se observă astfel că datorită caracteristicii semiparabolice *gradul de modulație este limitat*

$$m \leqslant m_{max} = 1 - \frac{A_p}{A} < 1 \tag{5.19}$$

(nu putem face $A_p \to 0$ deoarece $E \to 0$ în relația (5.14)). Din același motiv, modulația fără purtătoare este imposibilă (condițiile de mai sus nu pot fi satisfăcute pentru nici un m dacă lipsește unitatea în expresia (5.14) a lui $u_1(t)$).

În practică, utilizarea unor dispozitive de ridicare la patrat, chiar cu caracteristică semiparabolică, este greoaie. Multiplicarea a două funcții de timp poate fi realizată și pe alte căi, mai mult sau mai puțin directe. În exemplul care urmează avem o multiplicare care folosește un efect parametric: una din conductanțele din circuit variază la fel ca unul din semnalele care trebuie multiplicate.

5.2.2. MULTIPLICATOR ANALOGIC CU TEC

Figura 5.5 arată un multiplicator analogic cu TEC și cu amplificator operațional. Tranzistorul lucrează ca o rezistență controlată prin tensiune (fig. 2.14) la tensiuni mici drenă-sursă (u_D mic). Conductanța de drenă este atunci:

$$g_d = \frac{2I_{DSS}}{-U_p}\left(1 - \frac{u_G}{U_p}\right) \tag{5.20}$$

iar tensiunea de ieșire devine

$$u_{ieș} = -R_2 g_d u_2(t) \tag{5.21}$$

* Pînă în prezent nu am luat în considerare diferența de fază deoarece ea era neesențială pentru determinarea spectrului de frecvență (deci a benzii și distribuției puterii pe componente).

unde $u_2(t)$ este unul din semnalele care trebuie multiplicate. Deoarece tensiunea la bornele de intrare ale amplificatorului operațional este practic neglijabilă, avem

$$u_G(t) = -E_G + u_1(t) \tag{5.22}$$

Vom alege $E_G = -U_P$, astfel încît g_d devine

$$g_d = \frac{2I_{DSS}}{U_P^2} u_1(t) \tag{5.23}$$

și

$$u_{ieș} = -\frac{2I_{DSS}R_2}{U_P^2} u_1(t)\, u_2(t). \tag{5.24}$$

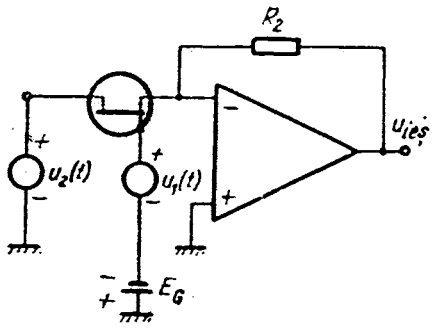


Fig. 5.5. Multiplicare analogică cu TEC funcționînd în regiunea liniară.

Restricțiile în variația lui $u_1(t)$ și $u_2(t)$ sînt impuse de caracteristicile tranzistorului. $u_2(t) \simeq u_D(t)$ trebuie să rămînă mic (poate fi însă pozitiv sau negativ). Deoarece relația (5.20) este valabilă pentru $u_G > U_P$ și $u_G < U_\gamma$ (tensiunea prag a joncțiunii poartă-canal), obținem următorul domeniu în care poate varia $u_1(t)$

$$0 \leqslant u_1(t) \leqslant |U_P| + U_\gamma. \tag{5.25}$$

Deoarece $u_1(t)$ nu poate deveni negativ, generarea unui semnal MA cu purtătoarea suprimată este imposibilă. Această afirmație rămîne valabilă indiferent de valoarea lui E_G în circuitul din figura 5.5.

Circuitul furnizează un semnal MA de forma (5.15) dacă $u_1(t)$ și $u_2(t)$ sînt de forma indicată în relațiile (5.14). Se observă că modularea se face aplicînd semnalul pe poarta tranzistorului, deci practic fără consum de putere.

O limitare importantă o constituie comportarea *liniară* a tranzistorului cu efect de cîmp *numai la tensiuni de drenă* u_D *foarte mici* (de exemplu sub 0,1 V). Caracteristicile $i_D = i_D(u_D)$ pot fi aproximate prin [7]

$$i_D = u_D \left[\frac{2I_{DSS}}{-U_P}\right]\left(1 - \frac{u_G}{U_P} + \frac{u_D}{2U_P}\right) \tag{5.26}$$

pentru tensiuni mai mici decît valoarea la care apare saturația curentului de drenă

$$u_D < u_{D\,sat} = u_G - U_P. \tag{5.27}$$

Conductanța de drenă are deci expresia

$$g_d = \frac{\partial i_D}{\partial u_D} = g_0\left(1 - \frac{U_G}{U_P}\right) + g_0 \frac{u_D}{U_P}, \qquad g_0 = \frac{2I_{DSS}}{-U_P} \tag{5.28}$$

și scade atunci cînd tensiunea de drenă crește ($U_P < 0$).

Pe de altă parte, tranzistoarele nu au caracteristică perfect simetrică, adică

$$i_D(u_D) \neq -\, i_D(-u_D). \tag{5.29}$$

Caracteristicile pot fi considerate, „mai liniare" pentru valori ale lui u_G corespunzătoare unui g_d mai mare și pentru cadranul din planul $i_D - u_D$ corespunzător polarității normale a drenei față de sursă.

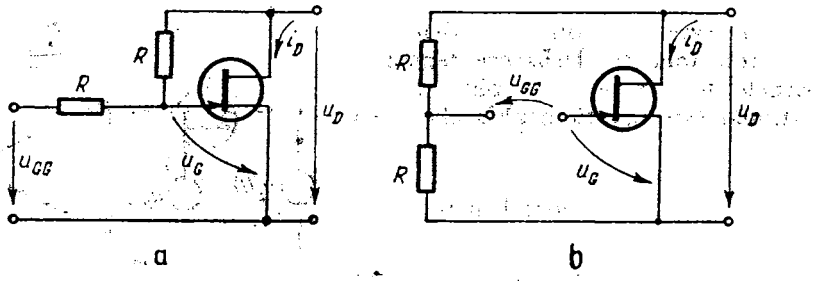


Fig. 5.6. Liniarizarea caracteristicii TEC-ului la tensiuni u_D $u_{D,\,sat}$ cu divizor de tensiune (se presupune valabilă o caracteristică de forma (5.26)).

Plaja de liniaritate se poate *extinde* cu ajutorul unei reacții, aplicînd pe poartă jumătate din tensiunea de drenă. În circuitul din figura 5.6, *a* de pildă, avem

$$u_G = \frac{u_{GG} + u_D}{2} \tag{5.30}$$

unde u_{GG} este tensiunea de control. Înlocuind în ecuația caracteristicii (5.26), găsim

$$i_D = g_0 u_D \left(1 - \frac{u_{GG}}{2U_P}\right), \tag{5.31}$$

deci *liniarizarea* caracteristicii $i_D = i_D(u_D)$ este perfectă (în limitele de valabilitate a relațiilor teoretice). Notăm faptul că rezistențele R se aleg de valoare ridicată ($R > 1$ MΩ) pentru a nu șunta apreciabil conductanța controlată. Avem

$$g_d = g_0 \left(1 - \frac{u_{GG}}{2U_P}\right) \tag{5.32}$$

și conductanța g_d a circuitului din figura 5.6, *a* este controlată de tensiunea $u_{GG}/2$ exact în modul în care u_G controlează conductanța TEC-ului obișnuit. Limitele de variație ale tensiunii de drenă sînt însă mai largi. Este vorba de o limitare *simetrică* față de origine, care apare la tensiunea

$$u_D = \pm (u_{GG} - 2U_P) \tag{5.33}$$

datorită saturării curentului de drenă (a se vedea relațiile (5.27) și (5.30).

În schema din figura 5.6, *b* se obține același efect de liniarizare, tensiunea de control u_{GG} nu mai este însă înjumătățită ca în cazul precedent, relația (5.30) [7].

Tehnica de liniarizare descrisă mai sus este folosită în schema mai complicată din figura 5.7. Tranzistoarele T_1 și T_2 sînt împerecheate (caracteristici practic identice). Multiplicarea este efectuată de tranzistorul $T_2 \cdot T_1$ este utilizat pentru compensarea termică. Se reglează circuitul astfel încît variația potențialului porții lui T_2 să urmărească pe cea a potențialului porții lui T_1 și rezistența lui T_2 să fie proporțională cu cea a lui T_1, independent de I_{DSS} și U_P, deci și de variația lor cu temperatura. Tensiunea de ieșire este proporțională cu curentul prin T_2, deci proporțională cu tensiunea de drenă a acestuia (proporțională cu u_2) precum și cu conductanța tranzistorului (proporțională cu u_1). Semnalul u_1 poate avea atît valori pozitive cît și negative dacă se folosește o prepolarizare, u_D. Multiplicatorul poate fi folosit *în patru cadrane* (u_1 și u_2 cu orice semn, de mărime $\pm$ 0,3 V), cu o eroare sub 1% în plaja de temperaturi 20—100°C [7].

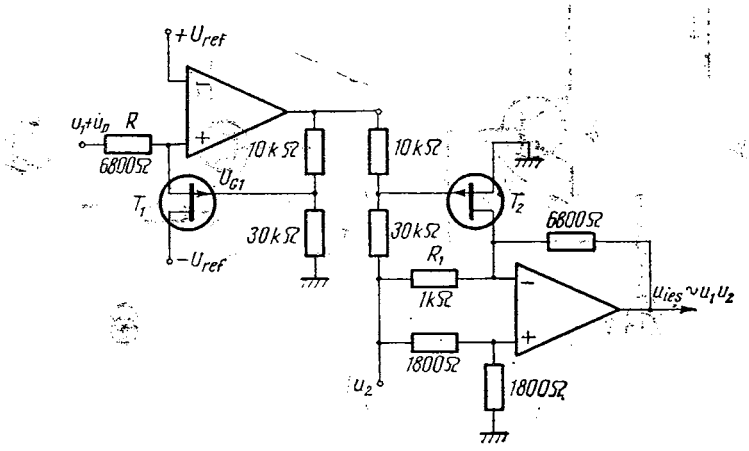


Fig. 5.7. Schemă de multiplicator analogic în patru cadrane, cu compensare termică.

5.2.3. MULTIPLICATOARE ANALOGICE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

În continuare vom prezenta multiplicatoare analogice cu tranzistoare bipolare. Ele se bazează pe etaje diferențiale și se realizează în formă integrată. Figura 5.8 arată un etaj diferențial simetric polarizat cu un generator de curent constant, $2I$, și atacat de un semnal u_1 (intrare diferențială). Ținînd seama de dependența exponențială $i_C \sim \exp \frac{eu_{BE}}{kT}$ se deduce imediat că raportul curenților i_{C1} și i_{C2} este egal cu $\exp \frac{ev_1}{kT}$. Rezultă imediat [1]:

$$i_{C1} = \frac{2I \exp\left(\frac{ev_1}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{ev_1}{kT}\right)+1}; \qquad i_{C2} = \frac{2I}{\exp\left(\frac{ev_1}{kT}\right)+1}. \tag{5.34}$$

În figura 5.9 s-a introdus o reacție serie prin rezistențele R_1 în emitoarele tranzistoarelor T_1 și T_2 astfel încît

$$i_{C1} - i_{C2} \simeq \frac{u_1}{R_1} \tag{5.35}$$

(s-a neglijat rezistența de intrare a tranzistoarelor). Curenții i_{C1} și i_{C2} sînt folosiți pentru polarizarea prin curent de emitor a altor două etaje diferențiale, așa cum se arată în figura 5.10. Calculele cu formula de tipul (5.34) conduc la expresia

$$u_{ieș} = (i_{C1} - i_{C2})\, R_2 \frac{\exp\left(\frac{ev_2}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{ev_2}{kT}\right)+1} \simeq \frac{R_2}{R_1} u_1 f(v_2) \tag{5.36}$$

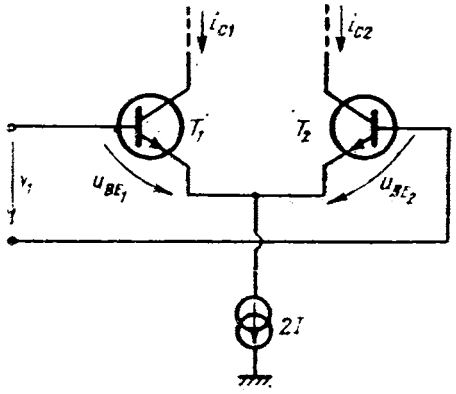


Fig. 5.8. Etaj diferențial.

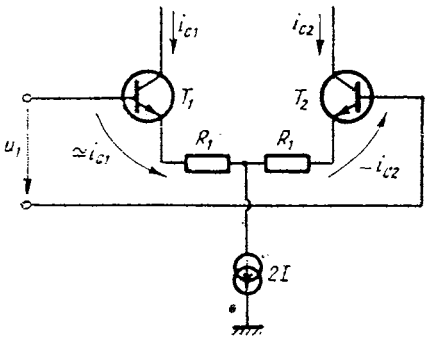


Fig. 5.9. Etaj diferențial cu reacție serie.

unde

$$f(v_2)=\frac{\exp\left(\frac{ev_2}{kT}\right)-1}{\exp\left(\frac{ev_2}{kT}\right)+1}=\frac{1}{4}\left(\frac{ev_2}{kT}\right)-\frac{1}{24}\left(\frac{ev_2}{kT}\right)^3+\ldots \tag{5.37}$$

Pentru $v_2 < 12{,}8$ mV avem $u_{ies} \sim u_1 v_2$ cu o eroare de neliniaritate sub 1%.

Pentru mărimea plajei de liniaritate se poate folosi un convertor logaritmic ca cel din figura 5.11. Acest circuit furnizează un semnal

$$v_2=\frac{kT}{e}\ln\frac{i_{C3}}{i_{C4}} \tag{5.38}$$

Curenții i_{C3} și i_{C4} pot fi obținuți cu ajutorul unui etaj diferențial cu reacție serie (ca cel din figura 5.9), atacat de semnalul u_2. Acest etaj va furniza $(i_{C3}-i_{C4}) \sim \sim u_2$. Ținînd seama și de relațiile (5.36) și (5.38) găsim

$$u_{ies}=\text{const}\cdot u_1\cdot u_2 \tag{5.39}$$

Multiplicarea este valabilă în patru cadrane.

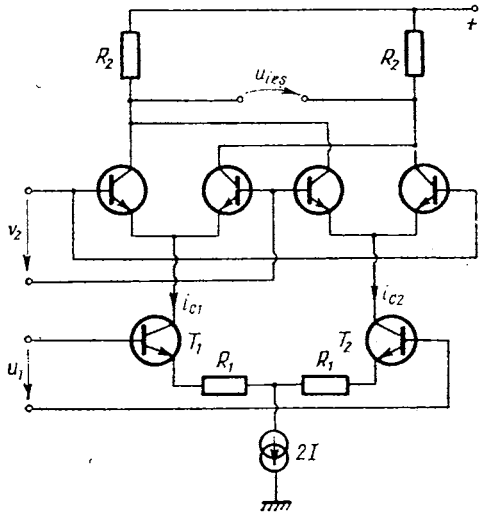
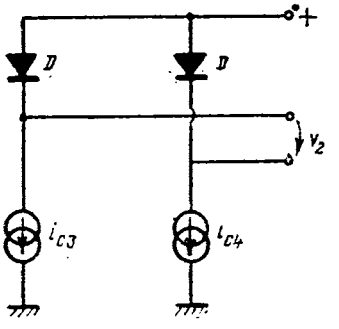


Fig. 5.10. Schemă de principiu a unei celule de multiplicare analogică.

Fig. 5.11. Convertor logaritmic folosit în multiplicatoarele analogice integrate.



Detaliile privind construcția multiplicatoarelor integrate [1] depășesc cadrul lucrării de față. Unele multiplicatoare asigură liniaritatea numai pentru o singură intrare: forma de undă este limitată (distorsionată), dar se reface cu ajutorul unui filtru trece-bandă (circuit acordat) [1], [3].

Există multiplicatoare cu tranzistoare cu efect de cîmp (funcționînd de astă dată în regiunea de saturație a curentului) care reproduc principiul descris mai sus pentru cele cu tranzistoare bipolare: ele oferă impedanțe mari de intrare și erori mai mici [7].

5.3. MODULAREA PRIN „CHOPPARE"

Principiul de funcționare al acestui tip de modulator este explicat cu referire la figura 5.12. Comutatorul din schemă este deschis pentru $\cos \omega_p t \geq 0$ închis pentru $\cos \omega_p t < 0$. Se poate defini funcția de comutare:

$$S(t) = 1 \text{ pentru } \cos \omega_p t \geq 0, \quad S(t) = 0 \text{ pentru } \cos \omega_p t < 0. \tag{5.38}$$

Figura 5.12 ne arată că:

$$u_1(t) \equiv 0 \text{ pentru } S(t) = 0, \quad u_1(t) = E'(t) \text{ pentru } S(t) = 1. \tag{5.39}$$

Semnalul de la intrarea filtrului trece-bandă va fi

$$u_1(t) = S(t)E'(t) = E'(t)\left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi}\cos \omega_p t - \frac{2}{3\pi}\cos 3\omega_p t + \ldots\right] \tag{5.40}$$

și constă dintr-o suprapunere de unde modulate în amplitudine și centrate pe frecvențele ω_p, $3\omega_p$, $5\omega_p$, ... Presupunem că filtrul trece-bandă selectează componentele corespunzătoare termenului $\frac{2E'(t)}{\pi}\cos \omega_p t$, care nu este altceva decît un semnal modulat în amplitudine. Formele de undă sînt ilustrate în figura 5.13.

Fig. 5.13. Formele de undă în circuitul din figura 5.12:
a — semnalul modulator; *b* — oscilația „choppată" (îmbucătățită); *c* — semnalul la ieșire, după filtrul trece bandă (FTB).

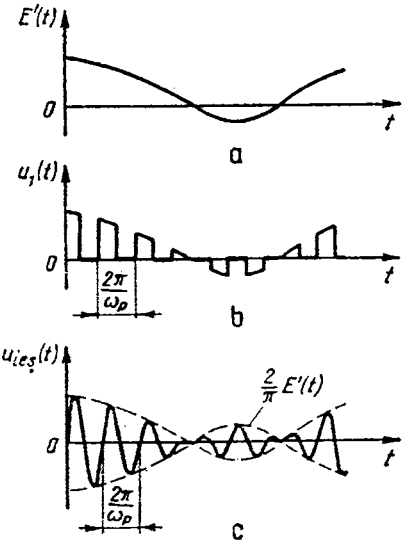
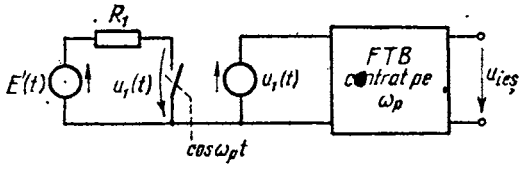


Fig. 5.12. Schemă de principiu a modulatorului cu „choppare". Comutatorul este comandat de oscilația de înaltă frecvență.



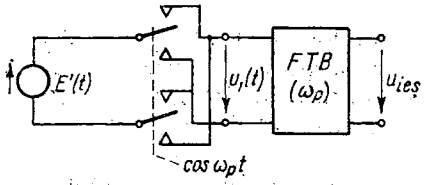


Fig. 5.14. Principiul modulatorului echilibrat cu „choppare".

În cazul particular $E'(t) = E(1 + m \cos \omega t)$ semnalul de la ieșire are spectrul ω_p, $\omega_p \pm \omega$. Semnalul de la intrarea filtrului conține în spectru frecvențele ω, $\omega_p - \omega$, ω_p, $\omega_p + \omega$, $3\omega_p - \omega$, $3\omega_p$, $3\omega_p + \omega$ etc. Desigur, pentru ca filtrarea să fie posibilă trebuie satisfăcută condiția

$$\omega < \omega_p - \omega, \quad \text{deci} \quad \omega < \omega_p/2. \tag{5.41}$$

Nu se impune în schimb nici o restricție asupra gradului de modulație m. Se poate face o modulație completă ($m = 1$). Se poate face și o modulație cu purtătoarea suprimată ($E'(t) = mf(t)E$).

Figura 5.14 explică funcționarea modulatorului chopper *echilibrat*. Se definește o nouă funcție de comutare

$$S'(t) = 1 \text{ pentru } \cos \omega_p t \geq 0 \text{ și } S'(t) = -1 \text{ pentru } \cos \omega_p t < 0. \tag{5.42}$$

$S'(t)$ este o undă dreptunghiulară cu amplitudinea vîrf la vîrf egală cu 2 și cu valoarea medie zero. Dezvoltarea în serie Fourier este

$$S'(t) = \frac{4}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{4}{3\pi} \cos 3\omega_p t + \ldots \tag{5.43}$$

iar tensiunea la intrarea în filtrul trece bandă centrat pe ω_p va fi

$$u_1(t) = \frac{4E'(t)}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{4E'(t)}{3\pi} \cos 3\omega_p t + \ldots \tag{5.44}$$

neavînd componentă de frecvență joasă. În cazul $E'(t) = E(1 + m \cos \omega t)$ spectrul semnalului $u_1(t)$ este compus din frecvențele $\omega_p - \omega$, ω_p, $\omega_p + \omega$, $3\omega_p - \omega$, $3\omega_p$, $3\omega_p + \omega$,... Filtrul trebuie să selecteze primul termen din dezvoltarea (5.44). Condiția (5.41) se înlocuiește aici cu alta mai ușoară

$$\omega < \omega_p. \tag{5.45}$$

Un alt avantaj al modulatorului echilibrat este *dublarea puterii* la ieșire.

În situațiile practice, comutatorul utilizat pentru choppare are o rezistență $r \neq 0$ în starea închis, ceea ce împiedică atenuarea completă a lui $E'(t)$. Forma de undă $u_1(t)$ ce se va obține la intrarea filtrului din figura 5.12 rezultă prin comutarea între $E'(t)$ și $rE'(t)/(r + R)$ (în loc de $E'(t)$ și zero). Putem scrie

$$u_1(t) = E'(t)\, S(t) + \frac{E'(t)[1 - S(t)]\, r}{r + R}, \tag{5.46}$$

iar tensiunea de la ieșirea filtrului va fi

$$\frac{2E'(t)}{\pi}\left(1 - \frac{r}{r + R}\right) \cos \omega_p t = \frac{2E'(t)}{\pi} \frac{R}{R + r} \cos \omega_p t. \tag{5.47}$$

Se constată astfel că efectul lui $r \neq 0$ constă în atenuarea tensiunii de ieșire cu factorul $R/(R + r)$. Mărirea rezistenței R duce la o reducere a vitezei de lucru (limitată de constanta de timp de încărcare a capacităților parazite din schemă).

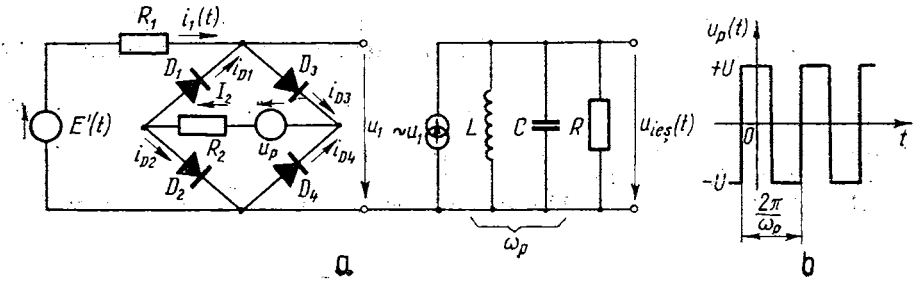


Fig. 5.15. Modulator cu punte de diode drept comutator (*a*) și semnalul de comandă (*b*). Rezistența R înglobează efectul pierderilor din circuitul rezonant și al sarcinii.

O posibilitate de realizare a comutatorului din figura 5.12 este *puntea de diode* din figura 5.15, *a*. O valoare pozitivă a lui $u_p(t)$ trebuie să provoace conducția tuturor diodelor punții, care devine practic un scurtcircuit. Pentru moment, presupunem că tensiunea de comandă cu frecvența purtătoarei are forma din figura 5.15, *b*. Tensiunea $u_p = U$ trebuie să fie suficient de mare pentru a menține toate diodele deschise, indiferent de valoarea pe care o are E' la momentul respectiv de timp. Puntea este echilibrată deoarece diodele (realizate integrat) sînt practic identice și, ca urmare, curenții $i_1(t)$ (injectat de $E'(t)$) și I_2 (injectat de u_p) se divid egal între brațele punții. Ca urmare (fig. 5.15, *a*) [3]

$$i_{D1}(t) = i_{D4}(t) = \frac{I_2 - i_1(t)}{2} \tag{5.48}$$

$$i_{D2}(t) = i_{D3}(t) = \frac{I_2 + i_1(t)}{2} \tag{5.49}$$

Fiecare diodă este caracterizată de o relație de forma

$$i_D = I_0\left(\exp\frac{eu_D}{kT} - 1\right) \approx I_0 \exp\frac{eu_D}{kT} \tag{5.50}$$

iar

$$u_1 = u_{D2} - u_{D1} = \frac{kT}{e}\left(\ln\frac{i_{D2}}{I_0} - \ln\frac{i_{D1}}{I_0}\right) = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{1 + i_1(t)/I_2}{1 - i_1(t)/I_2}\right) \tag{5.51}$$

sau, cu dezvoltare în serie Mac Laurin

$$u_1(t) = R_i i_1\left(1 + \frac{i_1^2}{3I_2^2} + \frac{i_1^4}{5I_2^4} + \ldots\right) \tag{5.52}$$

unde notația

$$R_i = \frac{kT}{e}\,\frac{2}{I_2} \tag{5.53}$$

are semnificația rezistenței diferențiale a diodei la curentul de polarizare $I_2/2$.

Calculele de mai sus pun în evidență faptul că puntea nu este un comutator ideal deoarece nu are rezistență zero în intervalele cînd trebuie să joace rolul unui comutator închis. Totuși, funcționarea schemei rămîne co-

rectă dacă în aceste intervale puntea se comportă pur și simplu ca o rezistență r (a se vedea relație (5.47)). Aceasta impune ca $u_1 \sim i_1$ în relația (5.52), deci.

$$i_1^2/3\, I_2^2 \ll 1 \tag{5.54}$$

și r din relația (5.47) se identifică cu r_d.

În mod similar, trebuie să ne asigurăm că pentru $u_p = -U$ (fig. 5.15, *b*) toate diodele din punte sînt blocate. Se verifică ușor că trebuie satisfăcută condiția

$$U > E'(t) - 2U_\gamma, \tag{5.55}$$

unde U_γ este tensiunea prag a diodelor.

Inegalitățile (5.54) și (5.55) trebuie satisfăcute simultan. Înlocuind în (5.54)

$$i_1(t) = \frac{E'(t)}{R_1 + R_i} \tag{5.56}$$

$$I_2 = \frac{U - 2U_\gamma}{R_2}, \quad R_i = \frac{kT}{e}\,\frac{2R_2}{U - 2U_\gamma} \tag{5.57}$$

și impunînd $i_1^2/3I_2^2 < 0{,}01$ (1% distorsiune) găsim

$$U > \frac{5{,}8E'(t)\,R_2}{R_1 + R_i} + 2U_\gamma \tag{5.58}$$

Fie $E'_{max} = 10$ V, $U_\gamma = 0{,}75$ V. Alegînd $R_2 = R_1/10$ găsim $U > 8{,}5$ V.

Figura 5.16 reprezintă un modulator complet. Transformatorul poate fi considerat ideal într-o anumită bandă de frecvențe. Se presupune că impedanța de intrare în tranzistor ($\approx h_{21e} R_e$) este mult mai mare decît R_1 și nu încarcă considerabil circuitul. Circuitul acordat din colector prezintă rezistența R la rezonanță (este acordat pe ω_p și are un Q convenabil pentru a selecta semnalul modulat cu spectrul centrat pe ω_p și numai pe acesta). Curentul de colector este

$$i_C(t) \simeq i_E(t) \simeq E'(t)/R_e \tag{5.59}$$

astfel încît

$$u_{ieș}(t) = E_c - \frac{2E'(t)}{\pi R_e}\,\frac{R_1}{R_1 + R_i}\,R\cos\omega_p t. \tag{5.60}$$

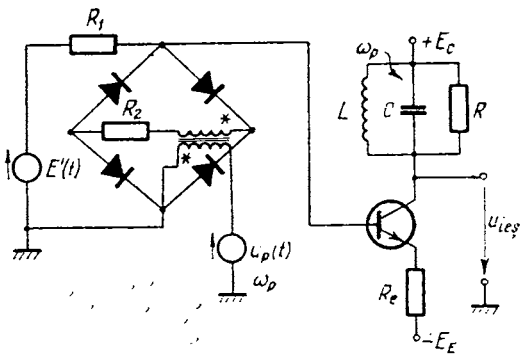


Fig. 5.16. Schemă de modulator cu punte de diode și tranzistor bipolar (R înglobează pierderile din circuit și efectul sarcinii). Circuitul rezonant este acordat pe ω_p.

Pentru comanda punții se poate folosi și o sinusoidă de amplitudine foarte mare în comparație cu tensiunile limită date de relațiile (5.55) și (5.58). Această modificare ușurează proiectarea transformatorului (banda nu trebuie să fie la fel de largă), dar impune folosirea unor diode cu tensiuni de străpungere mult mai mari.

Capacitățile parazite și fenomenele de stocare în diode determină „vîrfuri" ale tensiunii $u_1(t)$ în momentele de tranziție a punții dintr-o stare în alta (indiferent

dacă comanda se face cu o sinusoidă sau cu o undă dreptunghiulară). Apar astfel componente de foarte înaltă frecvență care sînt însă filtrate de către circuitul rezonant.

Figura 5.17 arată un *modulator chopper cu tranzistor cu efect de cîmp* T_1 [3]. Dacă $u_p(t) = -U < U_P$, T_1 este blocat și $E'(t)$ comandă tranzistorul bipolar, T_2.

Pentru $u_p(t) = 0$, TEC-ul lucrează ca o conductanță $g_d = 2I_{DSS}/-U_P = g_0$ (relația (5.28)), cu condiția ca $u_D = u_1 < 100$ mV. Rezistența $r_d = 1/g_d$ poate fi cuprinsă între cîțiva Ω și cîțiva kΩ. Tranzistorul T_1 lucrează ca un comutator ideal în serie cu rezistența r_d.

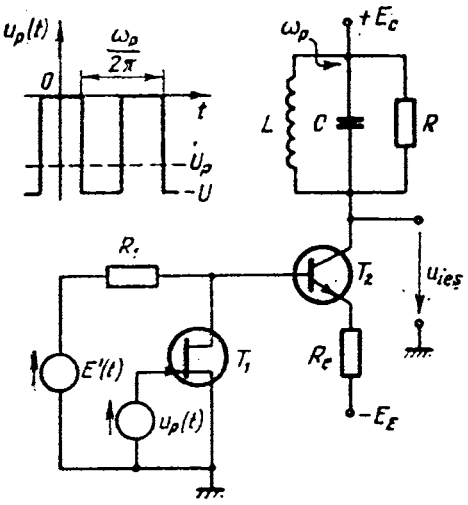


Fig. 5.17. Modulator cu „choppare" folosind drept comutator tranzistorul cu efect de cîmp, T_1 (funcționînd în regiunea liniară).

Rezistența R_1 trebuie să satisfacă cerințe contradictorii. În primul rînd R_1 trebuie să fie suficient de mare pentru ca $u_1 = u_D < 100$ mV (funcționarea liniară a lui T_1). De aici rezultă

$$R_1 > r_d\left(\frac{E'_{max}}{u_{D\,max}} - 1\right), \qquad u_{D\,max} = 0{,}1\ \text{V} \tag{5.61}$$

Dacă $E'_{max} = 5$ V și $r_d = 0{,}5$ kΩ, este necesar ca $R_1 > 24{,}5$ kΩ.

În al doilea rînd, R_1 trebuie să fie suficient de mică față de impedanța de intrare în T_2 (aproximativ $h_{21e}R_e$). La nevoie se va intercala un etaj separator pentru a mări această impedanță.

Este posibilă, în principiu, înlocuirea lui T_1 în figura 5.17 cu un tranzistor bipolar. Pentru a funcționa ca un comutator acesta trebuie să fie comandat între saturație (comutator închis) și blocare (comutator deschis). Atunci cînd lucrează în saturație tranzistorul bipolar va fi modelat ca o sursă de tensiune continuă de circa 100 mV (pentru siliciu) în serie cu o rezistență. Această tensiune reziduală are un efect identic cu introducerea unei componente continue a lui $E'(t)$. Pentru a exemplifica, să considerăm cazul $(t) = 0, E'$ în care se generează în mod normal o undă MA—PS (fără purtătoare). Tensiunea reziduală sau de decalaj (de *offset*) a tranzistorului bipolar reintroduce o oscilație pe frecvența purtătoare.

Un modulator „chopper" echilibrat poate fi realizat cu *două punți de diode*, ca în figura 5.18. Cele două punți sînt alternativ închise (comutator închis, diodele conduc) și deschise (comutator deschis, diodele blocate). Puntea închisă este neafectată de cea deschisă și ca urmare condiția (5.58) rămîne valabilă și pentru modulatorul echilibrat. Pe de altă parte, puntea închisă o afectează pe cea deschisă, deoarece tensiunea la bornele porții deschise este acum $E' + E'R_1/(R_1 + R_i)$. Condiția (5.55) trebuie modificată astfel:

$$U > E'(t)\left(\frac{2R_1 + R_i}{R_1 + R_i}\right) - 2U_\gamma. \tag{5.62}$$

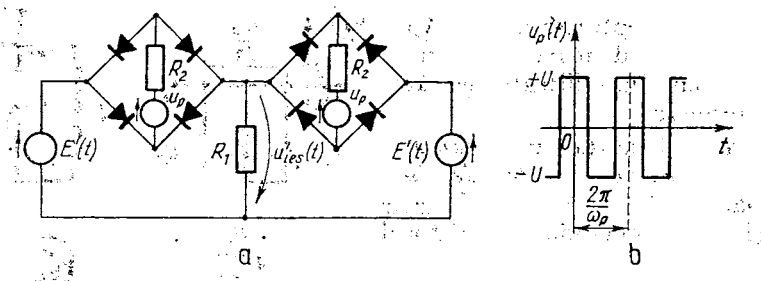


Fig. 5.18. Modulator „chopper" echilibrat — schemă de principiu.

Figura 5.19 arată o schemă practică de modulator echilibrat. Dacă tranzistorul are o impedanță de intrare mare în comparație cu R_1 și circuitul rezonant este acordat pe ω_p, atunci circuitul furnizează semnalul

$$u_{ieș}(t) = E_c - \frac{4E'(t)}{R_1} \cdot \frac{RR_1}{R_1 + R_i} \cos \omega_p t. \tag{5.63}$$

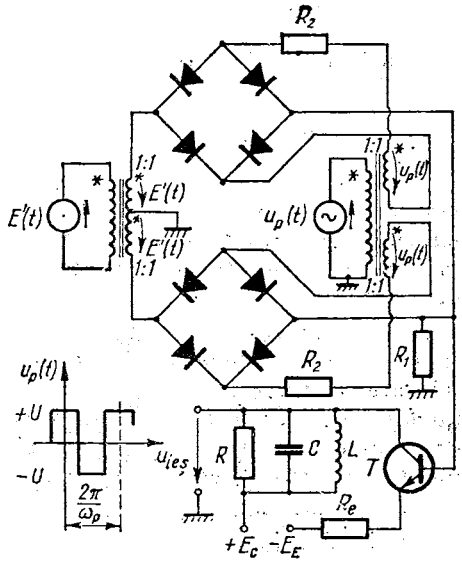


Fig. 5.19. Versiune practică a schemei de modulator echilibrat din figura 5.18. Rapoartele de transformare 1:1 sînt introduse pentru comoditatea notațiilor.

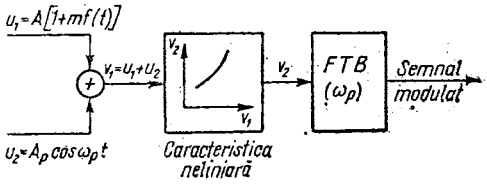


Fig. 5.20. Principiul modulării „neliniare". Se folosește un dispozitiv (circuit) cu caracteristică neliniară, care de obicei și amplifică.

5.4. MODULAREA „NELINIARĂ"

Principiul modulării neliniare este ilustrat de figura 5.20. Purtătoarea și semnalul modulator se însumează și se aplică unui dispozitiv neliniar care de regulă și amplifică: semnalul MA căutat se selectează cu ajutorul unui filtru trece bandă acordat pe purtătoare. Fie $v_2 = v_2(v_1)$ caracteristica dispozitivului *neliniar*. Dezvoltînd în serie Mac Laurin

$$v_2 = a_0 + a_1 v_1 + a_2 v_1^2 + a_3 v_1^3 + \ldots \tag{5.64}$$

unde

$$a_0 = v_2|_{v_1=0}; \qquad a_n = \frac{1}{n!} \frac{\partial^n v_2}{\partial v_1^n}$$

pentru $n = 1, 2, 3\ldots$ (5.65)

Aici

$$v_1 = u_1 + u_2 \tag{5.66}$$

unde

$$u_1 = A[1 + mf(t)], \qquad u_2 = A_p \cos \omega_p t. \tag{5.67}$$

Înlocuind (5.66) în (5.64) găsim

$$v_2 = a_0 + a_1(u_1 + u_2) + a_2(u_1^2 + 2u_1u_2 + u_2^2) + a_3(u_1^3 + 3u_1u_2^2 + 3u_1^2u_2 + u_2^3) + \ldots \tag{5.68}$$

Înlocuind (5.67) în (5.68), pentru cazul particular $f(t) = \cos \omega t$ găsim

$$v_2(t) = a_0 + a_1 A(1 + m \cos \omega t) + a_1 A_p \cos \omega_p t + \\ + a_2 A^2 (1 + m \cos \omega t)^2 + a_2 A_p^2 \cos^2 \omega_p t + \\ + 2a_2 A A_p (1 + m \cos \omega t) \cos \omega_p t + a_3 (\ldots) + \ldots \qquad (5.69)$$

Din termenii de mai sus cei care prezintă interes sînt cei de frecvență ω_p, $\omega_p \pm \omega$. Ei apar din produsul $u_1 u_2$ ($a_2 \neq 0$). Termenii de frecvență joasă (ω sau 2ω) pot fi filtrați. Pentru simplitate:

$$a_0 = 0, \quad a_1 = 0. \qquad (5.70)$$

Ideală pentru modulație este o caracteristică *pătratică*; vom cere deci

$$a_3 = a_4 = \ldots = 0 \qquad (5.71)$$

și avem

$$v_2 = a_2 v_1^2. \qquad (5.72)$$

Într-adevăr, dacă $a_3, a_4 \ldots \neq 0$ parantezele corespunzătoare din dezvoltarea (5.69) vor da termeni suplimentari care corespund unor oscilații cu frecvențe apropiate de ω_p, termeni care vor *distorsiona* semnalul de la ieșirea modulatorului [5].

Condiția de caracteristică pătratică (parabolică) este *prima restricție* importantă care se aplică unui astfel de modulator.

În cazul unei caracteristici de transfer de forma (5.72), spectrul de frecvențe al semnalului (5.69) este compus din: ω, 2ω, $\omega_p - \omega$, ω_p, $\omega_p + \omega$, $2\omega_p$ și componenta continuă. Trebuie satisfăcută astfel o *a doua restricție* și anume

$$2\omega < \omega_p - \omega, \quad \text{deci} \quad \omega < \omega_p/3, \qquad (5.73)$$

pentru a face posibilă filtrarea semnalului modulat.

În sfîrșit, dacă ținem seama că de regulă se folosesc caracteristici *semiparabolice:*

$$v_2 = a v_1^2 \text{ pentru } v_1 \geq 0; \quad v_2 = 0 \text{ pentru } v_1 < 0 \qquad (5.74)$$

și impunem condiția $v_1 = u_1 + u_2 \geq 0$ pentru semnalele (5.66), atunci obținem (§ 5.2)

$$m \leq m_{max} = 1 - \frac{A_p}{A} < 1 \qquad (5.75)$$

adică o *a treia restricție* în funcționare. Nu este posibilă o modulație completă ($m = 1$). Nu se poate genera un semnal cu purtătoare suprimată (§ 5.2). Acest modulator este recomandat numai pentru aplicații nepretențioase [3].

Figura 5.21, *a* reprezintă un exemplu de *modulator pătratic* (parabolic). Se folosește un tranzistor cu efect de cîmp lucrînd în regiunea de saturație a curentului, adică acolo unde caracteristica sa de transfer este parabolică (fig. 5.21, *b*). Cu notația

$$u'_G = u_G + |U_P| \qquad (5.76)$$

avem (fig. 5.21, *c*)

$$i_D = K(u'_G)^2, \quad K = I_{DSS}/|U_P|^2, \quad 0 \leq u'_G \leq U'_P \qquad (5.77)$$

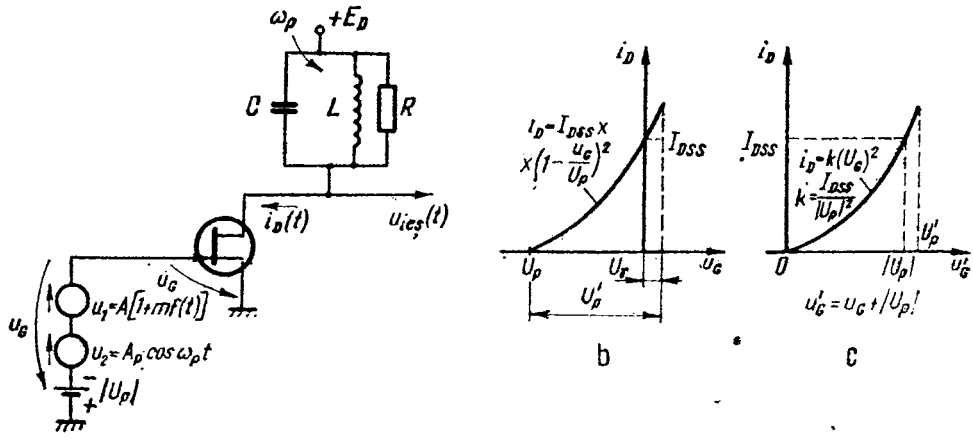


Fig. 5.21. Modulator pătratic cu TEC lucrînd în regiunea de saturație a curentului *a* — schema; *b* — caracteristica de transfer parabolică; *c* — caracteristica $i_D = i_D(u'_G)$.

unde (fig. 5.21, *b*)

$$U'_P = |U_P| + U_\gamma > 0. \tag{5.78}$$

Pentru circuitul din figura 5.21, *a* avem

$$u'_G = u_1 + u_2 = A(1 + m\cos\omega t) + A_p\cos\omega_p t \tag{5.79}$$

și se aplică teoria de mai sus ($a_2 = K$, $a_0 = a_1 = a_3 = a_4 = \ldots = 0$).

Circuitul rezonant din drenă va fi acordat pe ω_p și va selecta din curentul $i_D(t)$ componenta $2KAA_p(1 + m\cos\omega t)\cos\omega_p t$. La frecvențe suficient de apropiate de ω_p ($\omega \ll \omega_p$) impedanța circuitului acordat derivație este aproximativ egală cu R. Avem

$$u_{ieș}(t) = E_D - R\frac{2I_{DSS}}{|U_P|^2}AA_p(1 + m\cos\omega t)\cos\omega_p t, \tag{5.79}$$

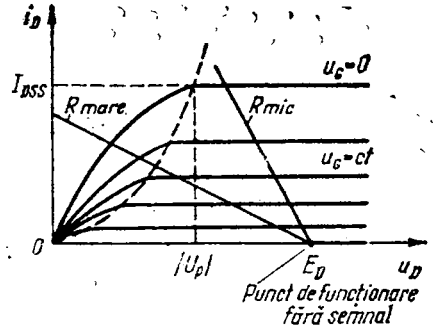


Fig. 5.22. Caracteristicile de ieșire ale TEC-ului, caracteristica dinamică (funcționare în clasă B dacă $u_1 = 0$) și limitarea datorită părăsirii regiunii de saturație (acoperitor, se poate cere ca oscilația tensiunii să aibă o amplitudine mai mică decît $E_D + U_P = E_D - |U_P|$.

iar după un condensator de separare a componentei continue obținem exact semnalul MA căutat.

Utilizarea caracteristicii pătratice din figura 5.21, *b* este posibilă numai în condițiile în care r_d este suficient de mare pentru a fi neglijat. În circuitul studiat, la rezonanță, neglijarea trebuie să se facă față de R:

$$R \ll r_d. \tag{5.80}$$

Pe de altă parte, așa cum se vede din figura 5.22, R trebuie să fie suficient de mic pentru a asigura în orice moment funcționarea în saturație ($u_D > U_{D\,sat}$).

Concomitent, R trebuie să fie cît mai mare posibil pentru ca amplitudinea semnalului de la ieșire să fie maximă.

Alte restricții de funcționare se obțin din $0 \leqslant u'_G \leqslant U'_P$, (fig. 5.21). Deoarece

$$u'_{G,min} = (u_1 + u_2)_{min} \geqslant 0 \tag{5.81}$$

găsim (situația cea mai nefavorabilă de combinare a fazelor):

$$A(1 - m) - A_p \geqslant 0. \tag{5.82}$$

Similar,

$$U'_{G,max} = (u_1 + u_2)_{max} \leqslant U'_p \tag{5.83}$$

ne duce la

$$A(1 + m) + A_p \leqslant U'_p. \tag{5.84}$$

Pentru a exploata la maximum caracteristica dispozitivului, vom lua semnul egal în relațiile (5.82) și (5.84). Găsim

$$m = m_{max} = 1 - \frac{A_p}{A} \tag{5.85}$$

și înlocuind în (5.84)

$$A = \frac{U'_p}{2} \tag{5.86}$$

deci

$$m_{max} = 1 - \frac{2A_p}{U'_p}. \tag{5.87}$$

Gradul maxim de modulație (5.87) poate fi mărit pentru un tranzistor dat, numai reducînd A_p, deci micșorînd amplitudinea semnalului de ieșire.

Exemplu numeric. Se dau $E_D = 12$ V, $U_P = -4$ V, $U = 0{,}7$ V, $I_{DSS} = 4$ mA, $\omega_p = 10$ rad/s, $\omega = 2{,}5 \times 10^5$ rad/s. Se cere să aleagă parametrii circuitului astfel încît să se obțină semnal maxim la ieșire pentru un grad de modulație $m = 0{,}5$ (50%).

Amplitudinea oscilației din colector va fi limitată la $E_D + U_P$ (fig. 5.22). Ținînd seama de relația (5.79)

$$\frac{2I_{DSS}RAA_p(1 + m)}{U_P^2} = E_D + U_P$$

unde $A = U'_P/2 = 2{,}35$ V, $A_p = (1 - m)\ A = 1{,}175$ V etc., obținem $R = 3{,}86$ kΩ. Se poate alege de pildă $R = 3{,}6$ kΩ $\ll r_d$ (de ordinul a 100 kΩ).

Capacitatea circuitului acordat va fi aleasă astfel încît banda circuitului să corespundă benzii cuprinse între $(\omega_p - \omega)/2\pi$ și $(\omega_p + \omega)/2\pi$, care trebuie transmise. Obținem

$$C = \frac{1}{\omega R} = \frac{1}{5 \cdot 10^5 \text{ rad/s} \cdot 3{,}6 \cdot 10^3 \Omega} = 556 \text{ pF}.$$

Inductanța L se alege astfel încît să rezoneze cu C pe frecvența purtătoarei

$$L = \frac{1}{\omega_p^2 C} = \frac{1}{10^{14} \cdot 556 \cdot 10^{-12}} \simeq 18\ \mu\text{H}.$$

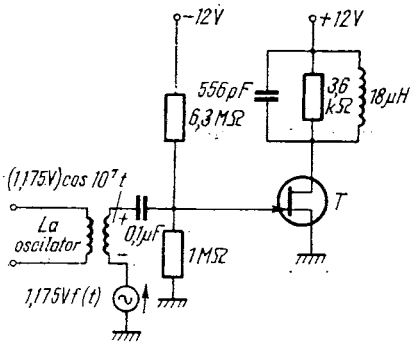


Fig. 5.23. Versiune practică a schemei din figura 5.21 (calcule în text).

Tensiunea aplicată porții, u_G, are *componenta continuă* (fig. 5.21, *a*)

$$U_G = U_P + A = -4 + 2{,}35 = -1{,}65 \text{ V}.$$

Această polarizare va fi asigurată de la o sursă separată. Schema calculată mai sus este reprezentată în figura 5.23.

Modularea „neliniară" poate fi realizată și cu tranzistoare bipolare: neliniaritatea puternică a caracteristicii de transfer (exponențială) nu permite funcționarea fără distorsiuni decît la nivele foarte mici de semnal și, în mod corespunzător, la grade de modulație foarte reduse [4], [5]. Modularea „neliniară" poate fi realizată și cu schema simetrică de tip *modulator echilibrat:* într-o astfel de schemă se poate realiza și o modulare fără purtătoare [4], [5].

5.5. MODULAREA DIRECTĂ (LINIARĂ)

În context, termenul de liniar semnifică dependența liniară a anvelopei semnalului la ieșirea modulatorului de amplitudinea semnalului modulator. Precizarea este importantă deoarece funcționarea etajului modulator este, după cum vom vedea imediat, profund neliniară.

Funcționarea neliniară în clasă B sau în clasă C este preferată în etajele de putere datorită *randamentului* mai ridicat, datorită posibilității de a extrage o putere de semnal cît mai ridicată folosind un tranzistor care are o anumită putere disipată maxim admisibilă.

Amplificarea semnalelor modulate ridică probleme în plus deoarece randamentul variază în funcție de mărimea semnalului modulator la un moment de timp sau altul. Se preferă să se moduleze semnalul la un nivel de putere cît mai ridicat. În emițătoarele cu tuburi, modularea se poate face chiar în etajul final (funcționarea în clasă C). În emițătoarele cu tranzistoare, modularea se poate face în etajul *prefinal* cu un circuit de tipul celui ce va fi prezentat în acest paragraf, sau, dacă folosim un sistem AM-PS sau BLU, modularea se va face în general la un nivel mai mic de putere, de pildă cu unul din circuitele din § 5.3. Drept etaj final se poate folosi un etaj de amplificare clasă B modulat („remodularea" mărește randamentul fără a introduce distorsiuni) [3]. Se pot obține astfel randamente comparabile cu ale etajelor finale cu tuburi (circa 70%).

Principiul de funcționare al modulatorului liniar poate fi explicat cu referire la figura 5.24. Purtătoarea este furnizată de un generator de curent care injectează periodic ($T = 2\pi/\omega_p$) energie în circuitul acordat pe frecvența ω_p. Pentru fundamentala curentului injectat, I_{p1}, impedanța circuitului (în care ignorăm pentru moment brațul cu dioda D) este egală cu R (fig. 5.24) și la bornele de ieșire se obține o tensiune sinusoidală, $I_{p1}R$, de frecvență ω_p.

Prezența diodei într-o ramură a circuitului determină însă o *limitare* a amplitudinii de oscilație (a se vedea și capitolul 2), deoarece dioda (presupusă *ideală* — rezistență zero în conducție directă) se deschide atunci cînd

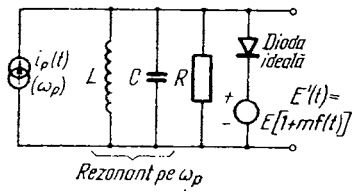


Fig. 5.24. Principiul modulării directe.

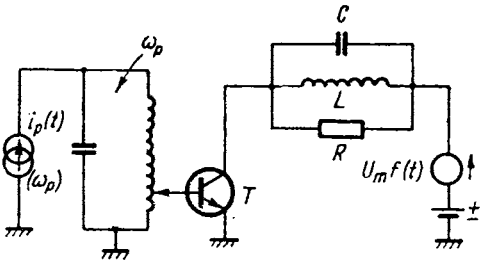


Fig. 5.25. Schema de principiu a unui modulator cu tranzistor. Semnalul modulator se aplică în serie cu tensiunea continuă de alimentare a colectorului.

tensiunea depășește mărimea E'. Dacă E' variază în ritmul semnalului modulator

$$E'(t) = E\,(1 + m\cos\omega t) \tag{5.88}$$

atunci modularea în amplitudine a oscilației de frecvență ω_p se face *direct*: $E'(t)$ devine chiar anvelopa acestei oscilații.

Se înțelege ușor că putem avea un $m_{max} = 1$ (modulație 100%), dar nu este posibilă obținerea unui semnal MA-PS deoarece $E'(t)$ nu poate deveni negativ: aceasta ar corespunde unui curent continuu infinit prin diodă.

Figura 5.25 indică schema de principiu a unui modulator cu tranzistor. Rolul diodei de limitare îl va juca joncțiunea bază-colector. Această joncțiune se va deschide (deci tranzistorul va intra în saturație) în fiecare ciclu al oscilației de înaltă frecvență. În felul acesta, amplitudinea oscilației din circuitul de colector urmărește semnalul modulator. De fapt, totul se petrece ca și cum tensiunea de alimentare a colectorului ar varia în ritmul modulației (în acest sens se vorbește și de *modulație pe colector*). Un efect secundar îl constituie faptul că deschiderea joncțiunii bază-colector determină limitarea semnalului și în circuitul rezonant de la intrare. Se observă cuplarea prin priză pe bobină pentru a reduce încărcarea circuitului LC (anexa A.2.3). În cele ce urmează vom presupune, pentru simplitate, că tranzistorul este comandat de un generator ideal de tensiune.

Dacă semnalul oscilant aplicat între bază și emitor are o amplitudine mult mai mare decît kT/e, atunci curentul de colector va curge sub formă de impulsuri foarte scurte, cu perioada de repetiție $2\pi/\omega_p$ (a se vedea anexa A.2.4).

Circuitul poate fi transformat așa cum se arată în figura 5.26. Modelul pentru tranzistor (fig. 5.26, *a*) are în vedere funcționarea în saturație, cu dioda ideală D deschisă și tensiunea constantă $U_{CE,\,sat}$ la borne. În restul timpului dioda D este blocată: tranzistorul se găsește și el în blocare și, pentru

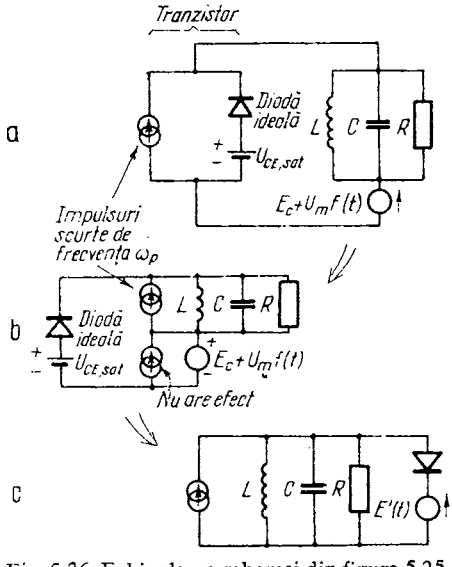


Fig. 5.26. Echivalarea schemei din figura 5.25.

foarte scurt timp, în regiunea activă normală. Circuitul poate fi adus la forma din figura 5.26, *c* cu artificiul indicat în figura 5.26, *b*. Putem scrie

$$E'(t) = E_c - U_{CE,\,sat} + U_m f(t) \tag{5.89}$$

deci

$$E'(t) = (E_c - U_{CE,\,sat})\,[1 + mf(t)] \tag{5.90}$$

unde

$$m = \frac{U_m}{E_c - U_{CE,sat}}\cdot \tag{5.91}$$

Figura 5.27 indică regimul tranzitoriu inițial al oscilației la bornele circuitului acordat. Tranzistorul furnizează circuitului energie prin impulsuri foarte scurte ale curentului de colector. Dacă notăm cu q sarcina electrică conținută într-un astfel de impuls, atunci saltul de tensiune la bornele capacității (fig. 5.27) are valoarea

$$\Delta U = \frac{q}{C}\cdot \tag{5.92}$$

După un număr de cicluri de înaltă frecvență, oscilația ajunge să urmărească semnalul modulator, $E'(t)$, așa cum se arată în figura 5.27. Se poate arăta că saltul de tensiune de pe vîrful oscilațiilor este cu atît mai mic cu cît factorul de calitate al circuitului este mai mare. De altfel, în circuitele reale nu apar impulsurile idealizate presupuse mai sus și ca urmare tensiunea nu are salturi.

Dacă $E'(t)$ variază *prea rapid*, atunci treapta maximă de tensiune (5.92) va fi prea mică pentru a permite urmărirea semnalului modulator. Aceasta este *o distorsiune de neurmărire*. Să presupunem de pildă că $f(t) = \cos \omega t$: în acest fel, evitarea distorsiunilor de neurmărire va impune o limită superioară pentru ω și, la un ω dat, pentru gradul de modulație m. Astfel de fenomene vor fi analizate matematic în legătură cu detectorul de anvelopă (capitolul 6).

Dacă $E'(t)$ scade mai rapid decît anvelopa oscilațiilor proprii amortizate ale circuitului, atunci perioada de repetiție a impulsurilor de curent scade sub $T = 2\pi/\omega_p$ și rezultă o *modulație parazită de fază* a purtătoarei. Și evitarea acestei distorsionări impune o limitare superioară pentru gradul de modulație. Plecînd de la condiția

$$E'(t_1 + T) \geq E'(t_1) \exp(-\alpha T) \tag{5.93}$$

(unde α este mărimea reciprocă constantei de timp de amortizare a oscilațiilor) obținem pentru $E'(t) \sim (1 + m \cos \omega t)$ restricția:

$$m \leq \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\alpha)^2}}\cdot \tag{5.94}$$

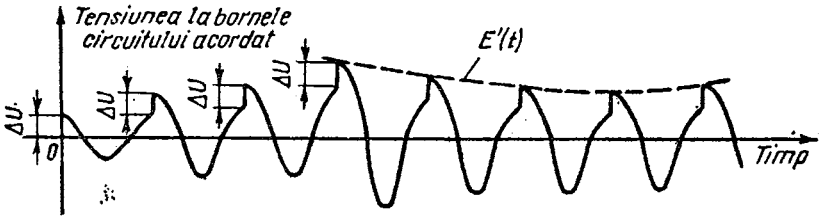


Fig. 5.27. Regimul tranzitoriu inițial al oscilației din circuitul rezonant al modulatorului din figura 5.25, funcționînd cu impulsuri foarte scurte ale curentului de colector.

Un mod de a asigura eliminarea distorsiunilor provocate de o valoare prea mare a lui m este de a trece semnalul modulator printr-un filtru „trece-jos" înainte de a-l aplica circuitului. Dacă, de pildă, frecvența de tăiere (3 dB, 0,707 atenuare) a acestui filtru este mai mică decît ω, atunci condiția (5.94) va fi satisfăcută în mod automat [3].

Deschiderea diodei bază-colector este fenomenul esențial în modulatorul „liniar". Funcționarea la limită în clasă C (cu $\theta \to 0$) nu este obligatorie. De pildă, etajul poate funcționa și în clasă B, cu impulsuri de curent semisinusoidal (a se vedea redresarea monoalternanță în capitolul 3). Fundamentala curentului de colector va avea amplitudinea $\frac{1}{2}(E'(t)/R)$, iar tensiunea la bornele circuitului acordat va fi $\frac{1}{2}E'(t)\cos\omega_p t$. Modulația este liniară deoarece anvelopa purtătoarei este proporțională cu $E'(t)$ [5]. Într-un caz intermediar, pentru $0 < \theta < \pi/2$, amplitudinea lui $\cos\omega_p t$ va deveni $f(\theta)\,E'(t)$, unde

$$f(\theta) = \frac{\theta/\pi}{1 - \cos\theta} - \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right) \tag{5.95}$$

($f(\theta) = 1/2$ pentru $\theta = \pi/2$, clasă B), dar modulația nu își păstrează în general caracterul liniar deoarece θ depinde de amplitudinea oscilației, deci de E'. În schimb, comanda modulatorului cu impulsuri de frecvență ω_p și durată finită (care pot fi obținute prin limitare) permite o modulare „pe colector" practic liniară (unghiul θ este constant) [3].

BIBLIOGRAFIE

1. Bulucea, C., Vais, M., Profeta, H., *Circuite integrate liniare*, Editura tehnică, București, 1976.
2. Cartianu, Gh., *Analiza și sinteza circuitelor electrice*, Editura didactică și pedagogică, București, 1971.
3. Clarke, K. K., Hess, D. T., *Communication circuits: analysis and design*, Reading, Massachusetts, Addison Wesley, 1971.
4. Dascălu, D., *Complemente la cursul de circuite electronice*, litografiat, Institutul Politehnic, București, 1974.
5. Hurley, B. R., *Junction transistor electronics*, London, John Wiley, 1960.
6. Săvescu, M., *Circuite electrice liniare*, Editura didactică și pedagogică, București, 1968.
7. Ristea, I., Bodea, M., *Tranzistoare cu efect de cîmp*, Editura tehnică, București, 1976

6

CIRCUITE PENTRU DEMODULAREA SEMNALELOR MODULATE ÎN AMPLITUDINE

6.1. GENERALITĂȚI

Demodularea (sau detecția) este procesul prin care se extrage semnalul modulator din semnalul modulat. În capitolul 5 am studiat modularea în amplitudinea (MA). Fie

$$e(t) = E'(t) \cos \omega_p t = E\,[1 + mf\,(t)] \cos \omega_p t \tag{6.1}$$

un astfel de semnal modulat. Informația originală este conținută în $f(t)$: forma semnalului modulator.

Principiul general al demodulării semnalului MA este ilustrat în fig. 6.1 (pentru ușurință s-a ales $f(t) = \cos \omega t$). La intrarea demodulatorului se aplică un semnal al cărui spectru conține frecvențele ω_p, $\omega_p \pm \omega$. Din circuitul neliniar din figură, prin fenomenul de *intermodulație* apar componente de frecvențe egale cu combinații liniare ale frecvențelor de intrare. Printre acestea se găsesc și frecvențe joase ω, 2ω, ... (admitem $\omega \ll \omega_p$). *Filtrul* trece-jos (FTJ) trebuie să selecteze numai componenta de frecvență ω care reprezintă un semnal de forma semnalului modulator: acesta este rezultatul detecției.

Pentru ilustrarea acestor idei, să considerăm că detecția se realizează cu ajutorul unui dispozitiv care are o caracteristică neliniară $i = i(u)$ oarecare. Fie

$$u = E_0 + e(t) \tag{6.2}$$

unde E_0 este o tensiune continuă, de polarizare, iar $e(t)$ este semnalul modulat (6.1). Dezvoltînd în serie Taylor funcția $i = i(u)$ în jurul punctului $u = E_0$, obținem o relație de forma

$$i = a_0 + a_1 e + a_2 e^2 + a_3 e^3 + \ldots \tag{6.3}$$

unde coeficienții $a_k (k = 0, 1, 2, \ldots)$ depind atît de dispozitiv, cît și de polarizarea sa. Vom lua în considerare funcționarea la semnale $e(t)$ relativ *mici*, astfel încît caracteristica să poată fi aproximată prin

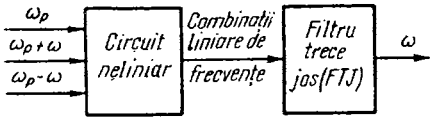


Fig. 6.1. Demodularea unui semnal MA ($f(t) = \cos \omega t$).

$$i(t) \simeq a_0 + a_1 e(t) + a_2 e^2(t). \tag{6.4}$$

Pentru obținerea efectului neliniar de detecție, este esențială *curbura* caracteristicii în punctul static de funcționare ($a_2 \neq 0$). Înlocuind (6.1) în (6.4)

și dezvoltînd produsele de funcții trigonometrice și ordonînd termenii găsim:

$$i = a_0 + \frac{a_2E^2}{2}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right) + a_2E^2m\cos\omega t + \frac{a_2E^2m^2}{4}\cos 2\omega t +$$

$$+ a_1E\cos\omega_p t + \frac{a_2E^2}{2}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right)\cos 2\omega_p t +$$

$$+ \frac{a_1Em}{2}[\cos(\omega_p - \omega)t + \cos(\omega_p + \omega)t] +$$

$$+ \frac{a_2E^2m}{2}[\cos(2\omega_p - \omega)t + \cos(2\omega_p + \omega)t] +$$

$$+ \frac{a_2E^2m^2}{8}[\cos 2(\omega_p - \omega)t + \cos 2(\omega_p + \omega)t]. \qquad (6.5)$$

Termenii apăruți datorită *neliniarității* caracteristicii (frecvențele *noi*) conțin ca factor pe a_2. Toți acești termeni sînt proporționali cu patratul lui E, de unde și termenul de *detecție parabolică*, sau patratică. Acești termeni pot fi împărțiți în trei categorii:

a) Creșterea componentei continue, ΔI_0:

$$\Delta I_0 = \frac{a_2E^2}{2}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right), \text{ unde } I_0 = i(E_0); \qquad (6.6)$$

b) Oscilațiile de frecvență joasă (ω și 2ω). Prima dintre ele este chiar *efectul util* al detecției

$$i_d(t) = a_2E^2m\cos\omega t \qquad (6.7)$$

fiind exact de forma semnalului modulator. Armonica a doua a acestei componente este o *distorsiune*. Această componentă nedorită (2ω) este dificil de filtrat*. Amplitudinea sa este relativ mare. Într-adevăr raportul amplitudinilor pentru componentele de frecvență 2ω și respectiv ω este egal cu $m/4$. Dacă impunem condiția ca distorsiunea să fie sub 5% (condiție destul de „lejeră"), este necesar ca m să fie sub 0,2 (grad de modulație sub 20%). Aceasta este o restricție foarte puternică. În sistemele moderne, modulația în amplitudine se folosește la grade de modulație ridicate (apropiate de $m = 1$) și detectorul parabolic (sau de semnal mic) este inutilizabil [3].

c) Componentele de frecvență înaltă, ω_p, $\omega_p \pm \omega$, $2\omega_p$, $2\omega_p \pm \omega$, $2\omega_p \pm 2\omega$. Dacă $\omega \ll \omega_p$ atunci filtrarea lor nu prezintă probleme.

În figura 6.2 sînt reprezentate scheme de detecție cu polarizare paralel și respectiv serie (prin sursa de semnal). În ambele scheme R este rezistența de sarcină, C o capacitate care scurtcircuitează componentele de înaltă frecvență

$$\omega_p CR \ll 1 \qquad (6.8)$$

iar C' o capacitate care blochează componenta continuă.

*) Trebuie observat că în cazul $f(t)$ = periodic nesinusoidal, apar toate componentele lui $f(t)$ dar și armonicile lor de ordinul al doilea și filtrarea este imposibilă.

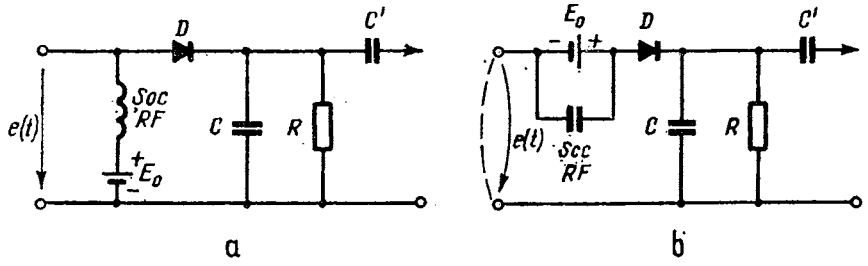


Fig. 6.2. Variante paralel (*a*) și respectiv (serie) de polarizarea detectorului parabolic.

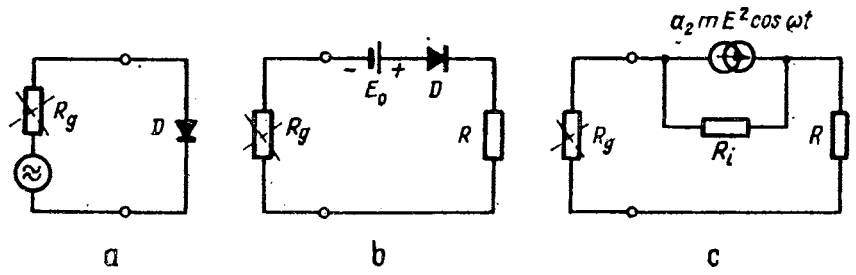


Fig. 6.3. Echivalări ale schemei din figura 6.2, *b*
a — la înaltă frecvență; *b* — în curent continuu; *c* — la joasă frecvență.

Figura 6.3 reprezintă echivalări ale circuitului din figura 6.2, *b*. În figura 6.3, *a* este prezentat circuitul echivalent din punctul de vedere al semnalului $e(t)$ (frecvență înaltă): se constată că $e(t)$ se aplică într-adevăr la bornele diodei dacă $R_g \ll R_i = a_1^{-1}$ (unde R_i este rezistența diferențială a diodei în punctul de funcționare). Polarizarea diodei în curent continuu se determină din circuitul din figura 6.3, *b*. Circuitul echivalent pentru oscilația de frecvență ω este cel din figura 6.3, *c*. La bornele sarcinii apare tensiunea

$$u_a(t) = \frac{Ra_2 mE^2 \cos \omega t}{1 + R/R_i} \tag{6.9}$$

care crește cu R (de preferat $R \gg R_i$).

Tipurile de detectoare MA folosite în prezent sînt: detectorul (de anvelopă) *de valoare medie*, detectorul (de anvelopă) *de vîrf* și detectorul *sincron* (sau coerent).

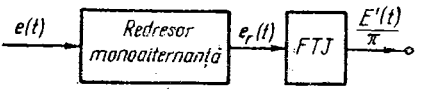
Un semnal cu MA normală poate fi demodulat de către oricare din detectoarele de mai sus. În cazul MA—PS (purtătoare suprimată) și BLU (bandă laterală unică) trebuie folosit un detector sincron.

6.2. DETECTORUL DE VALOARE MEDIE

Detecția (de anvelopă) de valoare medie este schematizată în figura 6.4. După redresorul monoalternanță se obține semnalul [2], [3]

$$e_r(t) = E'(t) \cos \omega_p t S(t), \tag{6.10}$$

Fig. 6.4. Principiul detectorului de valoare medie (cu redresare monoalternanță).



unde $S(t)$ este o funcție de comutație

$$S(t) = 1 \text{ pentru } \cos \omega_p t > 0, \quad S(t) = 0 \text{ pentru } \cos \omega_p t \leqslant 0 \tag{6.11}$$

$$S(t) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos \omega_p t - \frac{2}{3\pi} \cos 3\omega_p t + \ldots \tag{6.12}$$

astfel încît

$$e_r(t) = \frac{E'(t) \cos \omega_p t}{2} + \frac{2E'(t)}{\pi} \cos^2 \omega_p t - \frac{2E'(t)}{3\pi} \cos 3\omega_p t \cos \omega_p t + \ldots \tag{6.13}$$

și dezvoltînd $\cos^2 \omega_p t = (1 + \cos 2\omega_p t)/2$ obținem

$$e_r(t) = \frac{E'(t)}{\pi} + \frac{E'(t)}{2} \cos \omega_p t + \text{armonici superioare.} \tag{6.14}$$

Filtrul trece-jos (fig. 6.4) îndepărtează componentele de frecvență înaltă centrate în jurul lui ω_p, $2\omega_p$ etc. Rezultatul detecției este $E'(t)/\pi$ *).

Este necesar ca

$$\omega < \omega_p - \omega \quad \text{sau} \quad \omega < \frac{\omega_p}{2}. \tag{6.15}$$

Figura 6.5 reprezintă o undă modulată, unda redresată corespunzătoare și valoarea sa medie.

Redresorul monoalternanță din figura 6.4 ar putea fi înlocuit printr-unul *dublu alternanță*. Ca rezultat, tensiunea de ieșire se dublează iar frecvențele înalte centrate pe ω_p dispar (ambele efecte sînt favorabile).

Detectoarele de valoare medie sînt utilizabile numai dacă $E'(t)$ din relația (6.1) este tot timpul pozitiv. Figura 6.6 arată un semnal cu $E'(t) < 0$ și eroarea care rezultă din detecția de valoare medie.

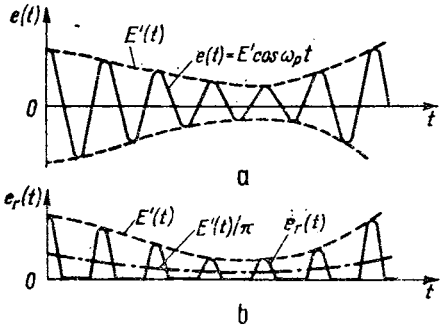


Fig. 6.5. Undă MA la intrarea detectorului de valoare medie (*a*) și respectiv la ieșirea redresorului, $e_r(t)$, și a filtrului (*b*).

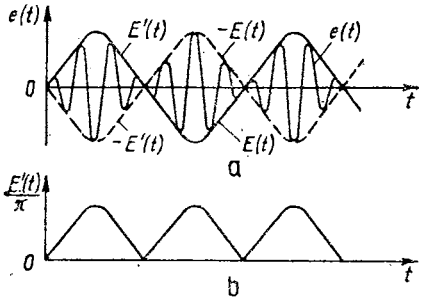


Fig. 6.6. Semnal supramodulat (*a*) și distorsionarea anvelopei la ieșirea detectorului de valoare medie (*b*).

*) Această detecție este numită cîteodată *liniară*, deoarece semnalul de ieșire este proporțional cu E.

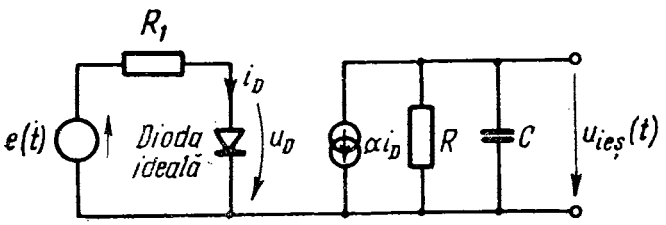


Fig. 6.7. Schema de principiu a unui circuit care detectează valoarea medie.

Analiza *circuitelor practice* de detecție este strîns legată de modul cum se aproximează caracteristicile dispozitivelor folosite. Această aproximare depinde și de nivelul semnalului din circuit. Dacă dioda din schema de principiu din figura 6.7 este considerată *ideală,* atunci

$$i_D = \frac{e(t)}{R} \text{ pentru } e(t) > 0;\ i_D = 0 \text{ pentru } e(t) \leqslant 0 \tag{6.16}$$

și semnalul la ieșire este

$$u_{ieș}(t) = \frac{\alpha R}{\pi R_1} E'(t). \tag{6.17}$$

Dacă dioda este modelată prin caracteristica

$$i_D = I_0\left(\exp\frac{eu_D}{kT} - 1\right) \approx I_0 \exp\frac{eu_D}{kT}, \tag{6.18}$$

atunci ecuația circuitului de intrare din figura (6.7) ne conduce la

$$e(t) = i_D R_1 + \frac{kT}{e} \ln\frac{i_D}{I_0}. \tag{6.19}$$

Caracteristica $i_D - e(t)$ sub formă normată apare în figura 6.8. Ea este *neliniară* și nu permite demodularea unui semnal MA modulat 100% fără ca

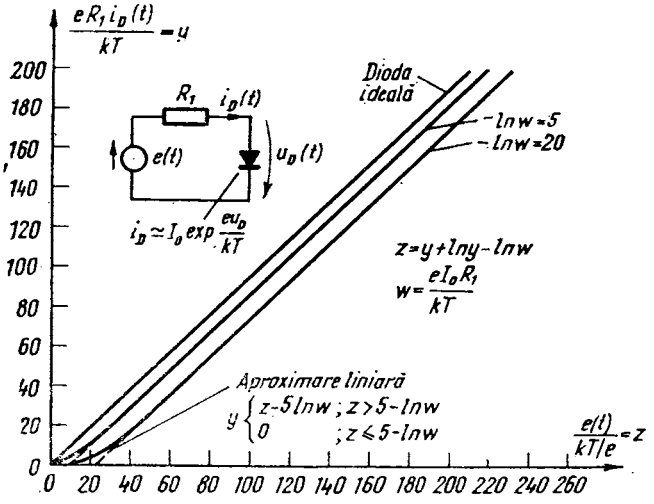


Fig. 6.8. Caracteristica $i_D - e$ normată pentru schema din figura 6.7.

acesta să fie distorsionat. De fapt, caracteristica de mai sus poate fi aproximată liniar pe porțiuni: ea este o caracteristică *cu prag* (fig. 6.8). Se poate verifica că tensiunea prag este

$$U_{\gamma 1}=\frac{kT}{e}\left(5-\ln\frac{eI_0R_1}{kT}\right). \tag{6.20}$$

Considerînd $R_1=1$ kΩ și o diodă cu siliciu cu $I_0=2\cdot 10^{-12}$ A, calculăm $U_{\gamma 1}=556$ mV.

Evaluarea efectului lui $U_{\gamma 1}$ asupra valorii medii a tensiunii de ieșire este mai dificil. Aici nu vom reproduce decît rezultatele [2] și anume: dacă $E'(t)>4U_{\gamma 1}$, atunci $u_{ieș}$ variază liniar cu $E'(t)$ și unicul efect al lui $U_{\gamma 1}\neq 0$ este de reducere a lui $u_{ieș}(t)$ cu o tensiune constantă, $\alpha U_{\gamma 1}R/2R_1$:

$$u_{ieș}(t)=\frac{\alpha E'(t)\,R}{\pi R_1}-\frac{\alpha U_{\gamma 1}R}{2R_1}=\frac{\alpha R}{R_1}\left(\frac{E'(t)}{\pi}-\frac{U_{\gamma 1}}{2}\right). \tag{6.21}$$

Dacă $E'(t)$ coboară sub $4U_{\gamma 1}$, atunci se obțin distorsiuni. Condiția

$$E[1+mf(t)]>4U_{\gamma 1} \tag{6.22}$$

impune o *limitare* superioară a gradului de modulație. Avem

$$E(1-m)>4U_{\gamma 1},\quad m<1-\frac{4U_{\gamma 1}}{E}=m_{max}. \tag{6.23}$$

De pildă, pentru $U_{\gamma 1}=0{,}556$ V și $E=5$ V, obținem $m_{max}\simeq 0{,}56$.

Figura 6.9 reprezintă un circuit practic [2]. Rolul diodei redresoare îl joacă joncțiunea bază-emitor a tranzistorului, în timp ce dioda D asigură descărcarea condensatorului de cuplaj, C_1 (astfel încît curentul mediu care îl parcurge să fie zero). Tensiunea E_c asigură blocarea joncțiunii colector-bază. Condensatorul C_1 se comportă ca un scurtcircuit pentru semnalul de intrare. Rezultatele obținute mai sus sînt direct aplicabile, cu $\alpha=\alpha_N$ al tranzistorului.

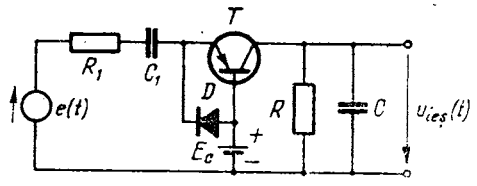


Fig. 6.9. Circuit practic pentru detecția valorii medii.

De obicei se vor folosi două tranzistoare identice (preferabil cu germaniu deoarece $U_{\gamma 1}$ este mai mic), dintre care unul, cu baza conectată la colector, va juca rolul de diodă. Rezistența R_1 va fi aleasă pe baza unui compromis: dacă este prea mică crește $U_{\gamma 1}$, dacă este prea mare scade $u_{ieș}$. Proiectarea va trebui să evite saturarea tranzistorului.

Efectul caracteristicii neideale a diodei poate fi redus folosind *o schemă cu amplificator operațional* ca cea din figura 6.10. Redresarea monoalternanță este efectuată de

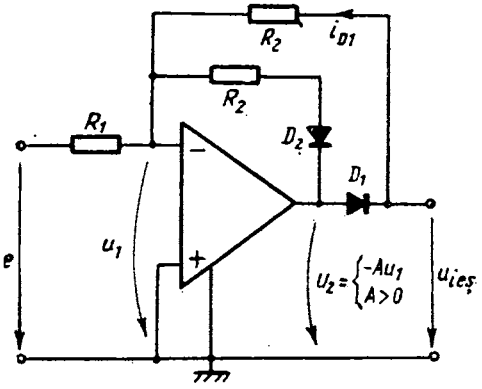


Fig. 6.10. Detector de valoare medie cu amplificator operațional, pentru realizarea caracteristicii de transfer $u_{ieș}=f(e)$.

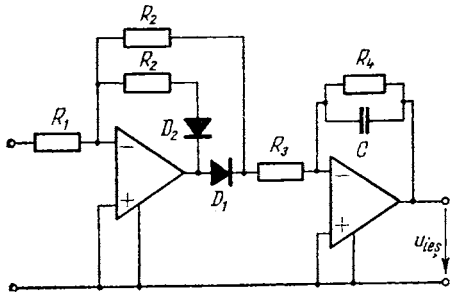


Fig. 6.11. Detector de valoare medie cu amplificatoare operaționale.

dioda D_1 care conduce pentru valori negative ale tensiunii de intrare, $e(t)$, și este blocată pentru valori pozitive ale acesteia. Dioda D_2 are un rol auxiliar: ea trebuie să evite saturarea ieșirii amplificatorului atunci cînd D_1 este blocată. Se poate arăta că, datorită cîștigului mare al amplificatorului operațional, intrarea acestuia este virtual la masă și avem

$$u_{ieș} \approx i_{D1} R_2. \tag{6.24}$$

Atunci cînd $i_{D1} > 0$ și D_2 este blocată avem

$$-e = i_{D1}R_1 - u_1 = i_{D1}R_1 + \frac{u_{D1} + R_2 i_{D1}}{1+A} =$$

$$= i_{D1}\left(R_1 + \frac{R_2}{1+A}\right) + \frac{kT}{e(1+A)} \ln \frac{i_{D1}}{I_0}, \tag{6.25}$$

relație care o înlocuiește pe (6.19). Dacă amplificarea A este suficient de mare, atunci

$$e(t) \simeq - i_{D1} R_1 \tag{6.26}$$

și $u_{ieș}$ este legat de $e(t)$ prin relațiile

$$u_{ieș} = \frac{-e(t)\,R_2}{R_1} \text{ pentru } e(t) < 0 \text{ și } u_{ieș} = 0 \text{ pentru } e(t) \geqslant 0 \tag{6.27}$$

care caracterizează un redresor monoalternanță ideal. Cu alte cuvinte, utilizarea amplificatorului operațional a permis „liniarizarea" caracteristicii de transfer prin eliminarea efectului caracteristicii exponențiale a diodei în conducție directă.

Schema poate fi completată ca în figura 6.11, unde $R_3 \gg R_2$. Aici cel de al doilea amplificator operațional face parte dintr-un filtru trece-jos. Dacă $\omega_3 = 1/R_4C$ este mare în comparație cu ω_M, frecvența maximă din spectrul lui $E'(t)$, atunci

$$R_{ieș} = \frac{R_2 R_4}{R_1 R_3} e(t) \text{ pentru } e(t) < 0. \tag{6.28}$$

6.3. DETECTORUL DE VÎRF

Detecția anvelopei semnalului modulat se poate face și cu detectorul de vîrf din figura 6.12, *a*. Dacă privim funcționarea acestuia la scara de timp corespunzătoare perioadei oscilației de înaltă frecvență (purtătoare), atunci nu există nici o diferență față de funcționarea redresorului monoalternanță cu filtru capacitate. Pe fiecare „vîrf" al alternanței pozitive, dioda ideală D se va deschide încărcînd condensatorul C. Acesta se descarcă lent, cu constanta de timp RC, pe un interval de aproape o perioadă [3], [4].

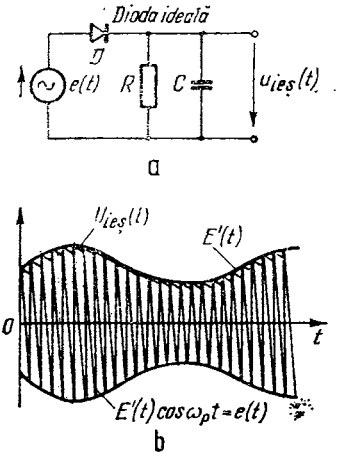


Fig. 6.12. Detector de vîrf (*a*) și modul de funcționare (*b*).

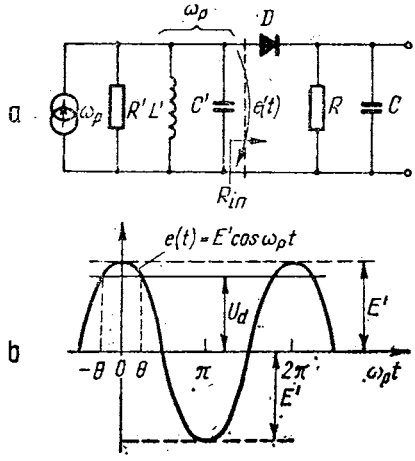


Fig. 6.13. Detector de vîrf de bandă îngustă.

Dacă amplitudinea semnalului de intrare este modulată, atunci tensiunea la ieșire urmărește anvelopa acestuia (figura 6.12, *b*). Precizia este cu atît mai bună cu cît RC este mai mare, deoarece pulsațiile în ritmul înaltei frecvențe sînt mai mici. Totuși, dacă RC este prea mare, atunci detectorul nu mai poate urmări porțiunile descendente ale anvelopei: apar distorsiuni „de neurmărire". O valoare de compromis este posibilă numai dacă $E'(t)$ variază suficient de lent (frecvența maximă din spectrul său ω_M este mult mai mică decît ω_p).

Detectorul de vîrf nu funcționează corect dacă $E'(t)$ devine negativ: utilizarea sa în detecția semnalelor MA — PS și BLU este imposibilă.

În receptoarele superheterodină se folosește un detector (de anvelopă) de vîrf *de bandă îngustă* ca cel din figura 6.13. Circuitul rezonant $R'L'C'$ este acordat pe purtătoarea semnalului MA: de fapt, pe așa-zisa *frecvență intermediară,* (notată aici tot cu ω_p) în receptorul superheterodină. Acest circuit împreună cu generatorul de curent modelează amplificatorul de frecvență intermediară. Impedanța de intrare în detectorul propriu-zis (format din dioda D și grupul RC) trebuie să fie suficient de mare pentru ca factorul de calitate al circuitului rezonant să nu fie redus substanțial și selectivitatea etajului precedent să nu fie deteriorată.

Filtrarea bună a pulsațiilor de înaltă frecvență este asigurată prin condiția

$$f_p CR = \frac{\omega_p}{2\pi} CR \gg 1. \qquad (6.29)$$

În aceste condiții se poate presupune că tensiunea la ieșire, pe condensator, este practic constantă pe un interval de timp care nu este mult mai lung decît perioada oscilației de înaltă frecvență. Aceasta este chiar efectul util al detecției, tensiunea U_d. Fenomenele pot fi descrise pe baza modelului ilustrat de figura 6.13, *b*. Cu 2θ se notează unghiul de conducție al diodei pe durata unei perioade. Se va presupune că dioda D are rezistența constantă R_d în conducție directă și rezistență infinită în conducție inversă. Prin diodă

trece *curentul detectat* I_d (echivalent curentului continuu prin sarcină din teoria redresorului). Avem

$$I_d = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} \frac{e(t) - U_d}{R_d} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\theta}^{+\theta} \frac{e(t) - U_d}{R_d} =$$

$$= \frac{E'}{\pi R_d}\int_0^{\theta} (\cos \omega_p t - \cos \theta)\, \mathrm{d}(\omega_p t) = \frac{E'}{\pi R_d}(\sin \theta - \theta \cos \theta), \quad (6.30)$$

unde θ este semiunghiul de conducție al diodei. Subliniem faptul că în cadrul teoriei de față, cu condiția (6.29) și presupunerea tensiunii U_d constante în figura 6.13, *b*, toate calculele făcute aici sînt acceptabile numai pentru valori relativ mici ale lui θ. Tensiunea detectată este (fig. 6.13)

$$U_d = RI_d = E' \cos \theta \quad (6.31)$$

și, din ultimile două relații

$$\frac{R_d}{R} = \frac{1}{\pi}(\operatorname{tg} \theta - \theta). \quad (6.32)$$

Se poate defini o *eficiență a detecției*

$$\eta_d = \frac{U_d(t)}{E'(t)} = \cos \theta \quad (6.33)$$

care depinde de raportul R_d/R prin intermediul lui θ, conform relației (6.32).

Un alt parametru important al detectorului este *rezistența de intrare*. Aceasta se poate calcula pe bază energetică, conform relației

$$P_{in} = \frac{(E')^2}{2R_{in}}, \quad (6.34)$$

unde P_{in} este puterea absorbită la intrarea circuitului, calculată ca medie a puterii instantanee pe o perioadă de înaltă frecvență:

$$P_{in} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} e(t)\, i_d(t)\, \mathrm{d}(\omega_p t) =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\theta}^{+\theta} \frac{E' \cos \omega_p t (E' \cos \omega_p t - U_d)}{R_d}\, \mathrm{d}(\omega_p t) = \frac{(E')^2}{2\pi R_d}(\theta - \sin \theta \cdot \cos \theta), \quad (6.35)$$

astfel încît

$$R_{in} = \frac{\pi R_d}{\theta - \sin \theta \cdot \cos \theta} \quad (6.36)$$

și folosind relația (6.30)

$$\frac{R_{in}}{R} = \frac{\operatorname{tg} \theta - \theta}{\theta - \sin \theta \cos \theta}. \quad (6.37)$$

Pentru θ foarte mic ($R \gg R_d$)

$$R_{in}\big|_{\theta \to 0} = \frac{R}{2} = \text{valoare minimă}. \quad (6.38)$$

Figura 6.14 reprezintă η_d și R_{in} în funcție de R/R_d. Subliniem faptul că aceste rezultate sînt valabile numai în cazul limită al unei constante de timp foarte mari, relația (6.29).

Există însă o limitare superioară pentru constanta de timp RC, determinată de apariția *distorsiunilor de neurmărire*. Acestea sînt ilustrate în figura 6.15. S-a arătat mai înainte cum, în intervalele cînd tensiunea pe condensator, $u_d(t)$, este mai mică decît tensiunea la intrarea detectorului, $e(t)$, dioda este deschisă și condensatorul C se descarcă lent (cu constanta de timp RC) prin rezistența R. Pe figura 6.15 se observă cum, la un moment dat, atunci cînd descărcarea condensatorului are loc *mai lent* decît scăderea anvelopei, $u_d(t)$ *nu mai urmărește anvelopa* (ceea ce constituie o distorsiune). Intuitiv, pentru o constantă de timp RC dată, distorsiunile apar, dacă semnalul modulat variază rapid în amplitudine, adică dacă ω_M este mare și/sau gradul de modulație m este mare [3], [4].

Condiția matematică pentru evitarea distorsiunilor de neurmărire se scrie astfel. Viteza de scădere a anvelopei, $E'(t)$, trebuie să fie mai mică decît viteza de descărcare a condensatorului. Viteza de scădere a anvelopei

$$E'(t) = E(1 + m \cos \omega t) \quad (6.39)$$

este

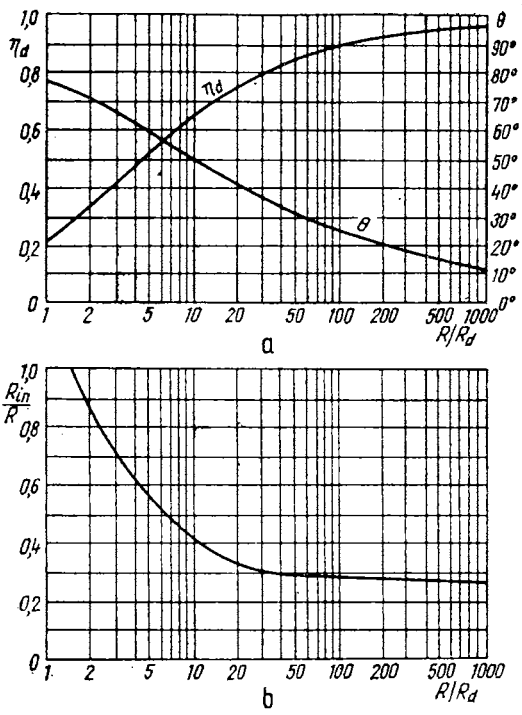


Fig. 6.14. Proprietăți ale detectorului de vîrf: *a* — eficiența detecției; *b* — rezistența de intrare.

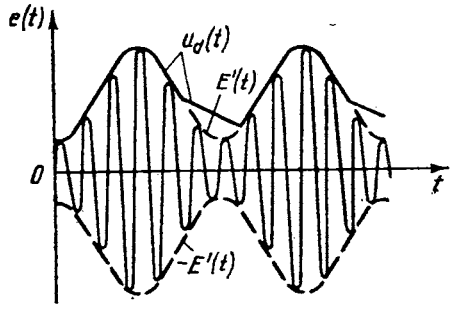


Fig. 6.15. Apariția distorsiunilor „de neurmărire".

$$-\frac{dE'}{dt} = E m\omega \sin \omega t. \quad (6.40)$$

Condensatorul C se descarcă de la o tensiune E'

$$u_d(t) = E' \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \quad (6.41)$$

astfel încît

$$-\frac{du_d}{dt} = \frac{E'}{RC} \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) = \frac{u_d(t)}{RC}. \quad (6.42)$$

Aproximînd $u_d(t) \simeq E'(t)$, relația precedentă devine

$$-\frac{du_d}{dt} = \frac{E(1 + m \cos \omega t)}{RC}. \tag{6.43}$$

Condiția de evitare a distorsiunilor este

$$-\frac{dE'}{dt} < -\frac{du_d}{dt} \tag{6.44}$$

și ținînd seama de relațiile (6.40) și (6.43) obținem

$$RC < \frac{1 + m \cos \omega t}{m\omega \sin \omega t} = \varphi(t). \tag{6.45}$$

Trebuie luată în considerare situația cea mai nefavorabilă, adică momentul $t = t_1$ pentru care $\varphi(t)$ este minim.

Din condiția

$$\left.\frac{d\varphi}{dt}\right|_{t=t_1} = 0 \tag{6.46}$$

găsim

$$\sin \omega t_1 = \sqrt{1 - m^2} \tag{6.47}$$

de unde rezultă

$$RC \leqslant \varphi(t_1) = \frac{\sqrt{1 - m^2}}{m\omega} \tag{6.48}$$

sau

$$\omega\, RC \leqslant \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} \tag{6.49}$$

(unde $\omega = \omega_M$ = frecvența maximă din spectrul semnalului $f(t)$).

Din relația (6.49) rezultă limita superioară a constantei de timp RC, dictată de evitarea distorsiunilor de neurmărire. Această limită este cu atît mai coborîtă cu cît ω_M (frecvența maximă din spectrul semnalului modulator) este mai mare și cu cît m este mai mare, așa cum s-a anticipat mai sus. Este interesant de observat că $m = 1$ face inevitabilă apariția distorsiunilor de neurmărire.

O altă sursă de distorsiuni o reprezintă *sarcina* pe care lucrează detectorul. Ieșirea detectorului poate fi cuplată printr-un condensator (care blochează componenta continuă) la un amplificator (figura 6.16, *a*) sau printr-un filtru trece-jos (care nu păstrează decît componenta continuă, proporțională cu amplitudinea purtătoarei la recepție) la un circuit de control automat al amplificării (figura 6.16, *b*). În ambele situații funcționarea detectorului la înaltă frecvență se modifică puțin dacă rezistența R'' este mai mare decît sau comparabilă cu R

$$\left(\eta_d = 1, \quad R_{in} = \frac{1}{2}\,\frac{RR''}{R + R''} \gg R'\right).$$

Pentru semnalul demodulat, însă, modificarea este importantă deoarece circuitul prezintă la dreapta diodei D o impedanță în curent alternativ (frecvențe cuprinse între ω_m și ω_M, spectrul semnalului modulator $f(t)$)*

$$R_{c.a.} = \frac{RR''}{R + R''} < R = R_{c.c.} \tag{6.50}$$

*) Condensatorul C'' se alege astfel încît să se comporte ca un scurtcircuit la $\omega = \omega_m$ (ω minim).

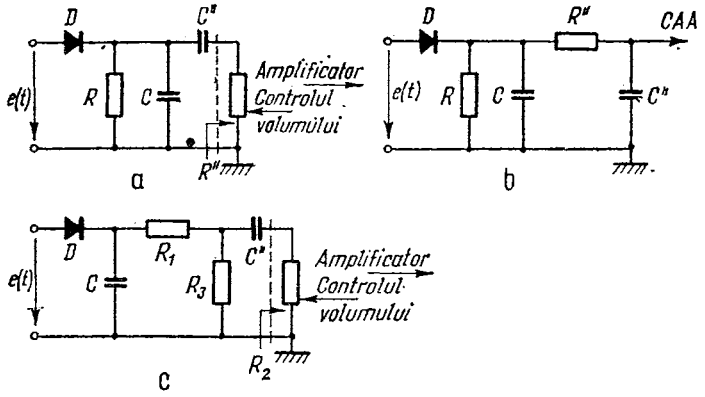


Fig. 6.16. Sarcina pe care lucrează detectorul:
a — amplificator (audio, cu reglaj al volumului); *b* — filtru „trece-jos" pentru controlul automat al amplificării; *c* — circuitul de punctul *a*, modificat pentru reducerea distorsiunilor.

mai mică decît rezistența acestuia de curent continuu, $R_{c.c.} = R$. Cu alte cuvinte, sînt favorizați curenții alternativi de frecvență joasă, în comparație cu curentul continuu, ceea ce poate duce la *limitarea inferioară* a semnalului. Ignorînd pentru moment distorsiunile de neurmărire, evitarea distorsiunilor provocate de această limitare impune, după cum se poate verifica ușor, un grad de modulație limită

$$m_{max} = \frac{R_{c.a.}}{R_{c.c.}} = \frac{R''}{R + R''} < 1. \tag{6.51}$$

Mărirea lui m_{max} nu se poate face prin reducerea lui R, deoarece se deteriorează eficiența detecției și începe să se facă simțită neliniaritatea diodei. Concomitent se reduce și selectivitatea etajului care atacă detectorul.

O variantă de cuplare a detectorului la amplificatorul de joasă frecvență este arătată în figura 6.16, *c*. Aici $R_{c.c.} = R_1 + R_3$, $R_{c.a.} = R_1 + R_2R_3/(R_2 + R_3)$ și se poate calcula o valoare maximă a lui m

$$m_{max} = \frac{R_1 + R_2R_3/(R_2 + R_3)}{R_1 + R_3} = \left(1 + \frac{R_3^2}{R_1R_2 + R_1R_3 + R_2R_3}\right)^{-1} \tag{6.52}$$

care poate fi apropiată de unitate prin mărirea lui R_1 și micșorarea lui R_3. Este necesară însă o amplificare suplimentară pentru a compensa atenuarea semnalului. [3].

Componenta continuă a semnalului demodulat poate fi folosită pentru *controlul automat al amplificării* (CAA). Utilitatea unui circuit CAA într-un radioreceptor este aproape evidentă. Într-adevăr, nivelul semnalului la recepție variază de la o stație de emisie la alta și pentru aceeași stație, variază cu condițiile de propagare. Funcționarea corectă a părții de audiofrecvență a receptorului necesită însă o limitare a amplitudinii semnalului, concomitent cu posibilitatea amplificării semnalelor mici. Problema se rezolvă prin controlul automat al amplificării de radiofrecvență, cu ajutorul unei tensiuni continue obținute de la detector.

În schema din figura 6.17 această tensiune este separată prin filtrul trece-jos format din R_3 și C_3 ($\omega_m R_3 C_3/2\pi \gg 1$) și folosită pentru reglajul curen-

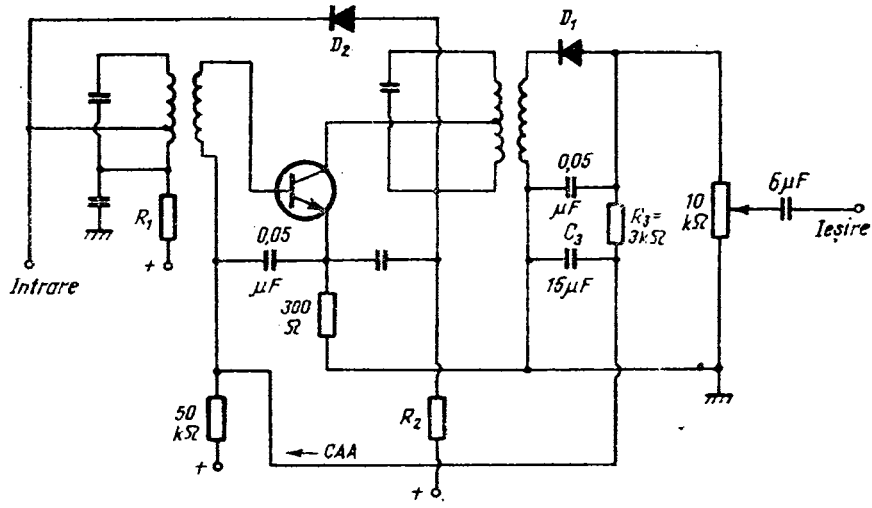


Fig. 6.17. Detecția și controlul automat al amplificării: exemplu de schemă.

tului de emitor al tranzistorului. Cu creșterea amplitudinii semnalului de radiofrecvență această tensiune, negativă față de masă, crește în modul și curentul de emitor scade, ceea ce duce la scăderea lui h_{21e} și scăderea amplificării. Totuși CAA astfel implementat nu poate opera pe o plajă suficient de largă de intensități ale semnalului, deoarece polarizarea de curent continuu nu poate fi modificată în limite prea mari. O îmbunătățire a CAA se realizează folosind și un control cu *prag*, care să intre în acțiune, reducînd amplificarea, numai după ce amplitudinea semnalului a devenit suficient de mare. În schema din figura 6.17 acest lucru este realizat cu ajutorul diodei D_2 care se deschide la nivel mare de semnal șuntînd transformatorul de intrare. La nivel mic de semnal dioda D_2 este blocată de diferența între căderile de tensiune pe R_1 și R_2.

6.4. DETECȚIA SINCRONĂ (COERENTĂ)

Principiul detecției sincrone [1], [2] este ilustrat în figura 6.18. Semnalul modulat se multiplică cu purtătoarea și rezultatul se aplică unui filtru „trece-jos". Să considerăm, de exemplu, un semnal MP—PS $e(t) = Emf(t) \cos \omega_p t$, unde $f(t)$ este, pentru simplitate, sinusoidal. Avem

$$e(t) = E' \cos \omega_p t = E_1 \cos \omega t \cos \omega_p t \tag{6.53}$$

iar după *multiplicarea* cu purtătoarea avem

$$u(t) = E_2 \cos \omega t \cos^2 \omega_p t = \frac{E_2}{2} \cos \omega t + \frac{E_2}{2} \cos \omega t \cos 2\omega_p t \tag{6.54}$$

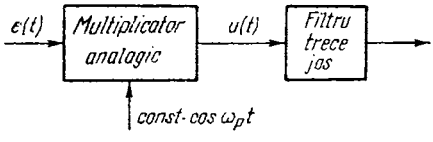


Fig. 6.18. Principiul detecției sincrone (coerente).

și semnalul modulator se obține prin *filtrare* ($\omega < 2\omega_p$).

Dacă se urmărește demodularea unui semnal cu bandă laterală unică (BLU), avem (capitolul 5)

$$e(t) = E_1 \cos (\omega_p \pm \omega) \tag{6.55}$$

deci în urma multiplicării cu purtătoarea

$$u(t) = E_2 \cos(\omega_p \pm \omega)\, t \cos \omega_p t =$$

$$= \frac{E_2}{2} \cos(2\omega_p \pm \omega)\, t + \frac{E_2}{2} \cos(\pm \omega t) =$$

$$= \frac{E_2}{2} \cos(2\omega_p \pm \omega)\, t + \frac{E_2}{2} \cos \omega t. \quad (6.56)$$

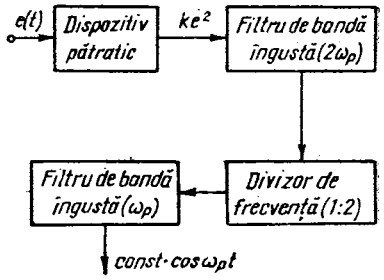


Fig. 6.19. Reobținerea purtătoarei unui semnal MA—PS pentru a realiza detecția coerentă.

Dacă banda laterală este cea inferioară (semnul minus în relațiile (6.55) și (6.56), atunci filtrarea se poate face dacă $\omega < 2\omega_p - \omega$, adică $\omega < \omega_p$ [2].

Pentru realizarea detecției sincrone se pot utiliza multiplicatoare de tipul celor prezentate în capitolul 5. O dificultate constă în necesitatea de a dispune de purtătoare la recepție. Aici soluțiile sînt diferite în funcție de tipul semnalului modulat.

Pentru un semnal MA—PS, purtătoarea poate fi reobținută cu un circuit ca cel din figura 6.19. Prin ridicare la pătrat cu un dispozitiv cu caracteristică patratică, un semnal de forma (6.53) devine

$$ke^2(t) = k[E'(t)]^2 \cos^2 \omega_p t = \frac{kE'(t)^2}{2} + \frac{kE'(t)^2}{2} \cos 2\omega_p t. \quad (6.57)$$

Componenta de frecvența $2\omega_p$ va fi filtrată, frecvența va fi divizată cu 2 (folosind tehnici numerice) și va fi din nou filtrat semnalul, obținînd un semnal de frecvența purtătoarei.

În cazul unui semnal BLU se poate recurge la soluția emiterii unui semnal *pilot* suplimentar de frecvența ω_p și putere relativ redusă. Acest semnal va fi extras la recepție cu un filtru de bandă foarte îngustă (realizat de pildă cu un cristal de cuarț). Dacă se transmite un semnal *audio* atunci se poate renunța la emisia semnalului pilot, folosind un oscilator *independent* la reacepție. Acesta va furniza un semnal de forma

$$u_p' = A_p' \cos[\omega_p t + \varphi(t)], \quad (6.58)$$

unde $\varphi(t)$ este o funcție aleatoare lent variabilă în timp: aceasta reprezintă *eroarea* de fază sau de frecvență care există între purtătoarea de la emițător (suprimată la emisie) și oscilatorul indepedent din receptor. Semnalul de joasă frecvență obținut prin multiplicare și filtrare va fi afectat de eroarea de fază amintită: eroare care nu este sesizată de urechea umană. Chiar o diferență în frecvență nu va afecta inteligibilitatea semnalului. Metoda este însă inutilizabilă în cazul transmisiei unui semnal video [2].

BIBLIOGRAFIE

1. Cartianu, Gh., *Analiza și sinteza circuitelor electrice.* Editura didactică și pedagogică, București, 1971.
2. Clarke, K. K., Hess, D. T. *Communication circuits: analysis and design.* Adison Wesley, Reading, Massachusetts, 1971.
3. Ryder, J. *Electronic fundamentals and applications,* Pitman, London, 1967.
4. Săvescu, M. ș.a. *Circuite electronice,* vol. II, București, Editura tehnică, 1969.

ANEXA 1

AMPLIFICATOARE

A. 1.1. CARACTERISTICI BODE

În figura A. 1.1. sînt date caracteristicile Bode reale și aproximațiile lor de liniarizare fragmentată pentru un etaj de amplificare cuplaj *RC* cu tranzistor unipolar, modulul și frecvența fiind reprezentate la scară logaritmică, iar φ liniar. Caracteristicile reale *1*, *4*, *7*, *11* se trasează pe baza relațiilor (1.76) și (1.77) și anume:

$$|\underline{A}_{Uj}|_{dB} = 20 \lg |\underline{A}_{U0}| / \sqrt{1 + (f_j/f)^2},\ \varphi_j = \pi + \operatorname{arctg} f_j/f \qquad (A.1.1)$$

$$|\underline{A}_{Us}|_{dB} = 20 \lg |\underline{A}_{U0}| / \sqrt{1 + (f/f_s)^2},\ \varphi_s = \pi - \operatorname{arctg} f/f_s. \qquad (A.1.2)$$

Modulul amplificării în joasă frecvență, la frecvențe $f \ll f_j$, $f \to 0$, are forma aproximativă:

$$\underline{A}_{Uj}|_{dB} = 20 \lg A_{U0} - 10 \lg [1 + (f_j/f)^2] \cong 20 \lg A_{U0} - 20 \lg f_j/f =$$
$$= 20 \lg A_{U0} + 20 \lg f/f_j. \qquad (A.1.3)$$

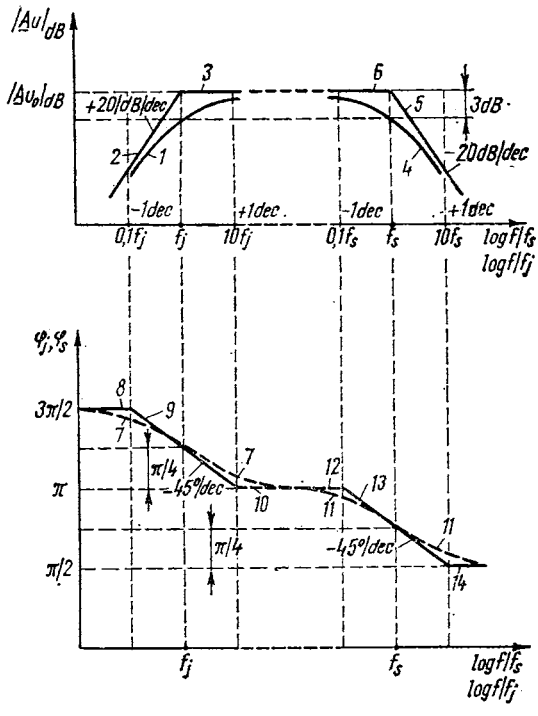


Fig. A.1.1. Caracteristici de frecvență și fază pentru un etaj cu cuplaj *RC* cu tranzistor unipolar.

Relația A.1.3 este și ecuația asimptotei de pantă 20 dB/decadă la caracteristica reală *1*. Semidreapta *2* aproximează caracteristica reală în joasă frecvență pentru $f < f_j$.

Pentru $f \gg f_j$ modulul factorului de amplificare în dB are forma aproximativă $A_{Uj\,dB} = 20 \lg A_{U0}$, expresie care este și ecuația asimptotei la caracteristica reală *1* pentru $f \to \infty$. Cu semidreapta *3* se aproximează caracteristica reală pentru $f > f_j$.

Modulul amplificării în înaltă frecvență pentru $f \gg f_s$, $f_s \to \infty$, are forma aproximativă

$$|\underline{A}_{Us}|_{dB} = 20 \lg A_{U0} - 20 \lg f/f_s \qquad (A.1.4)$$

care este și ecuația asimptotei de pantă -20 dB/decadă la caracteristica reală în înaltă frecvență *4*. Cu semidreapta *5* se aproximează caracteristica reală pentru $f > f_s$.

Semidreapta *6* care aproximează caracteristica reală pentru $f < f_s$, aparține asimptotei caracteristicii reale *4* pentru $f \to 0$, de ecuație

$$|\underline{A}_{Us}|_{dB} = 20 \lg A_{U0}.$$

La aproximarea caracteristicilor în joasă și înaltă frecvență descrisă mai sus, se observă că eroarea maximă este de 3 dB pentru $f = f_j$ și $f = f_s$.

Caracteristicile reale fază-frecvență în joasă și înaltă frecvență *7* și *11* se aproximează cu semidreptele și segmentele *8*, *9*, *10*, *12*, *13* și *14*. Se verifică că eroarea maximă la această aproximare este de 5,5° pentru $f = 0{,}1 f_j$, $f = 10 f_j$, $f = 0{,}1 f_s$, $f = 10 f_s$.

Cu erorile maxime precizate mai sus aproximantele caracteristicilor amplitudine-frecvență și fază-frecvență dau în general rezultate tolerabile sau atunci cînd este necesar se fac corecții, cunoscîndu-se erorile maxime.

În figura A.1.2 sînt reprezentate caracteristicile Bode normate, identice cu cele din figura A.1.1., exceptînd translațiile cu $|A_{U0}|_{dB}$ și π.

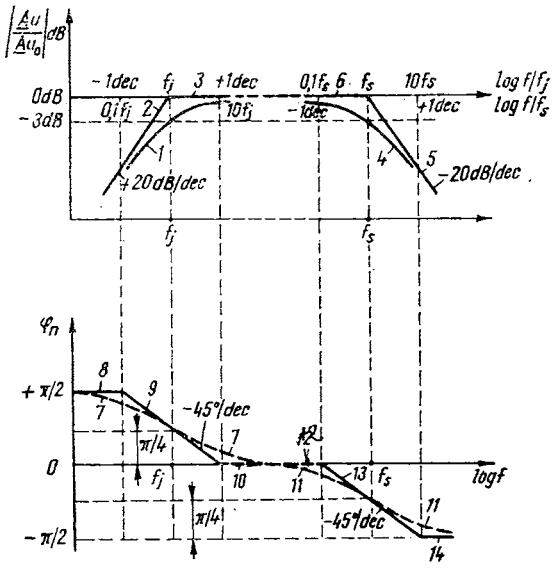


Fig. A.1.2. Caracteristici de frecvență și fază normate.

Pentru amplificarea normată a unui etaj de amplificare cuplaj *RC* cu tranzistor unipolar în joasă frecvență, cu considerarea efectului grupului din sursă R_{s1}, C_{s1}, s-a stabilit expresia $\underline{A}_{Ujn} = \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{1 + jf/f_1}{1 + jf/f_2} \cdot \frac{1}{1 - jf_j^*/f} = \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{1 + jf/f_1}{1 + jf/f_2} \cdot \frac{jf}{jf + f_j^*}$, relația (1.100).

Modulul amplificării normate în joasă frecvență are expresia

$$|\underline{A}_{Ujn}|_{dB} = -20 \lg f_2/f_1 + 10 \lg [1 + (f/f_1)^2] - 10 \log [1 + (f/f_2)^2] - 10 \lg [1 + (f_j^*/f)^2]. \quad (A.1.5)$$

Folosindu-se cele stabilite în legătură cu figurile A.1.1 și A.1.2 și avînd în vedere că la reprezentarea la scară logaritmică caracteristica globală se obține prin sumarea caracteristicilor corespunzătoare factorilor care intră în răspuns, în figura A.1.3 sînt reprezentate caracteristicile pentru acești factori și anume: *2* — pentru factorul f_1/f_2; *3* — aproximanta pentru factorul $(1 + jf/f_1)$ sau pentru zeroul $s = -\omega_1$, $\omega_1 = 2\pi f_1$; *4* — aproximanta pentru $1/(1 + jf/f_2)$ sau polul $s = -\omega_2$, $\omega_2 = 2\pi f_2$; *5* — aproximanta pentru $1/(1 - jf_j^*/f)$, deci rezultanta pentru zeroul din origine $s = 0$ și polul $s = -\omega_j^*$; *6* — rezultanta pentru produsul $\frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{1 + jf/f_1}{1 + jf/f_2}$; *1* — aproximanta pentru caracteristica de frecvență globală. Deoarece la frecvențele f_1, f_2, f_j^* care corespund zerourilor și polilor din răspuns, se schimbă panta segmentelor de aproximare, acestea se mai numesc și *frecvențe de frîngere.*

În caracteristica de fază a amplificării normate, aproximantele sînt notate după cum urmează: *1* — caracteristica globală; *2* — caracteristica de fază pentru zeroul din origine, care sumată cu *5* — caracteristica pentru polul $-\omega_j^*$, dă rezultanta *6*, identică cu caracteristica *8*, *9*, *10* din figura A.1.2; *3* — caracteristica pentru zeroul $-\omega_1$; *4* — caracteristica pentru polul $-\omega_2$.

În figura A.1.3 s-a admis că frecvențele de frîngere sînt distanțate cu cel puțin două decade, condiție limită pentru ca la aproximarea liniar fragmentată a caracteristicii fază-frecvență să nu se depășească eroarea de 5,5°.

Caracteristicile asimptotice care aproximează caracteristicile de frecvență dau o eroare de 1 dB la frecvențele laterale care diferă cu o octavă față de frecvența de frîngere. În consecință, caracteristica de frecvență se aproximează destul de bine dacă frecvențele de frîngere

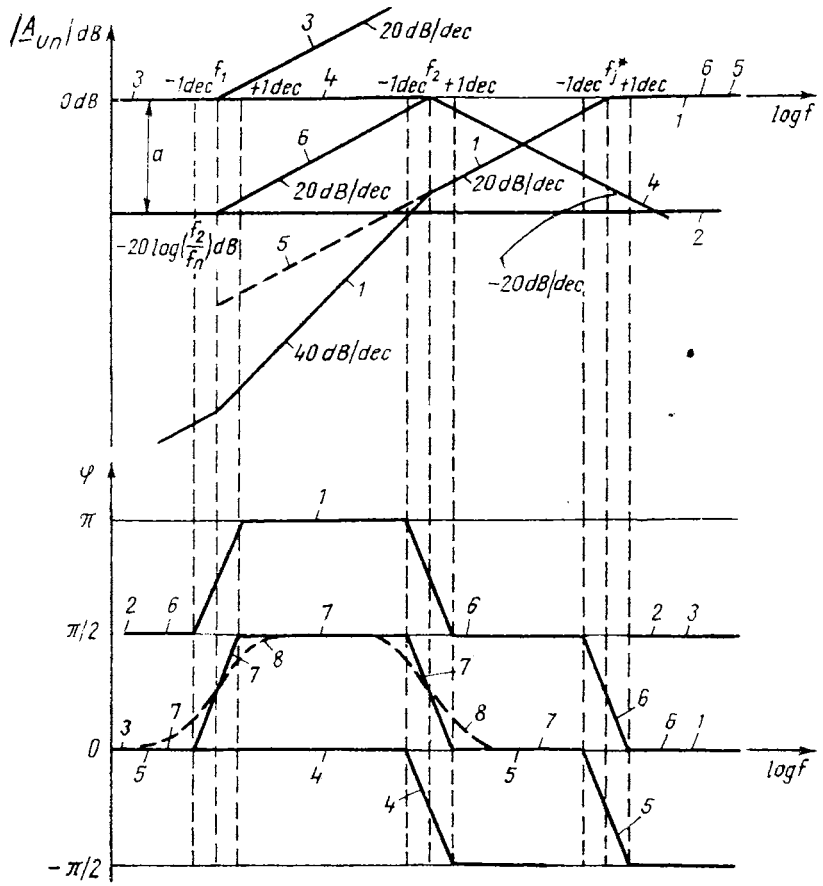


Fig. A.1.3 Diagrame Bode pentru un etaj de amplificare cuplaj *RC* la care se consideră și grupul de polarizare din sursă.

diferă cu o decadă. Pentru domeniile de frecvență în care nu sînt respectate condițiile de mai sus, caracteristicile se trasează prin puncte, aproximînd convenabil răspunsurile în frecvență și fază cînd este posibil.

Răspunsul unui amplificator cu mai multe etaje în joasă frecvență, cu domeniu bine definit pentru frecvențe medii, se poate pune sub forma:

$$A(S) = K \frac{(s - Z_1)(s - Z_2) \dots (s - Z_n)}{(s - p_1)(s - p_2) \dots (s - p_n)} \tag{A.1.6}$$

unde $Z_1, Z_2 \dots Z_n$ și $p_1, p_2 \dots p_n$ sînt zerourile și polii din răspuns.

Aceasta poate rezulta prin comparare cu relația (1.100), care fără să fie normată, se poate transforma:

$$\underline{A}_{Uj} = (-A_{U0}) \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{1 + j\omega/\omega_1}{1 + j\omega/\omega_2} \cdot \frac{j\omega}{j\omega + \omega_j^*}, \tag{A.1.7}$$

sau trecînd de la variabila $(j\omega)$ la s:

$$A_U(s) = K_1 \frac{\left(1 + \frac{s}{\omega_1}\right) s}{\left(1 + \frac{s}{\omega_2}\right)(s + \omega_j^*)} = K_2 \frac{(s + \omega_1)\, s}{(s + \omega_2)(s + \omega_j^*)}. \tag{A.1.8}$$

De reținut că în răspunsul în joasă frecvență numărul polilor este egal cu numărul zerourilor, deoarece în mijlocul benzii, deci pentru s mult mai mare ca polii și zerourile din joasă frecvență, amplificarea trebuie să fie o constantă. De asemenea, este obligatoriu ca ultima dată în sensul creșterii frecvenței spre mijlocul benzii să fie un pol.

Dacă în expresia (A.1.6) se trece la variabila (jω) se obține:

$$\underline{A} = K_3 \frac{(1 + jf/f_{z1})\ (1 + jf/f_{z2}) \dots (1 + jf/f_{zn})}{(1 + jf/f_{p1})\ (1 + jf/f_{p2}) \dots (1 + jf/f_{pn})}. \tag{A.1.9}$$

Pe baza relației (A.1.9), eventual normată, se trasează caracteristicile individuale liniar fragmentate pentru poli și zerouri și apoi se sumează, așa cum s-a procedat și în figura A.1.3. Un exemplu de caracteristici Bode pentru un amplificator cu trei zerouri, din care unul în origine și trei poli, este dat în figura A.1.4.

Considerînd modul cum se sumează caracteristicile individuale, se pot obține direct caracteristicile globale după următoarele reguli. La caracteristica de frecvență se pleacă din mijlocul benzii, O dB la caracteristica normată, și după primul pol mergînd spre joasă frecvență panta este 20 dB/decadă; apoi la fiecare pol întîlnit panta scade cu 20 dB/dec, iar la fiecare zerou panta crește cu 20 dB/dec, ultimul segment avînd panta n_z 20 dB/dec, n_z fiind numărul de zerouri în origine. Caracteristica de fază normată globală se trasează începînd dinspre origine cu faza constantă de $n_z \frac{\pi}{2}$. La fiecare zerou faza se mărește cu $\frac{\pi}{2}$, cu panta de 45°/dec, la fiecare pol faza se micșorează cu $\frac{\pi}{2}$ cu panta — 45°/dec. De reținut că punctele de frîngere în caracteristica de fază apar cu o decadă înainte de fiecare pol și zerou.

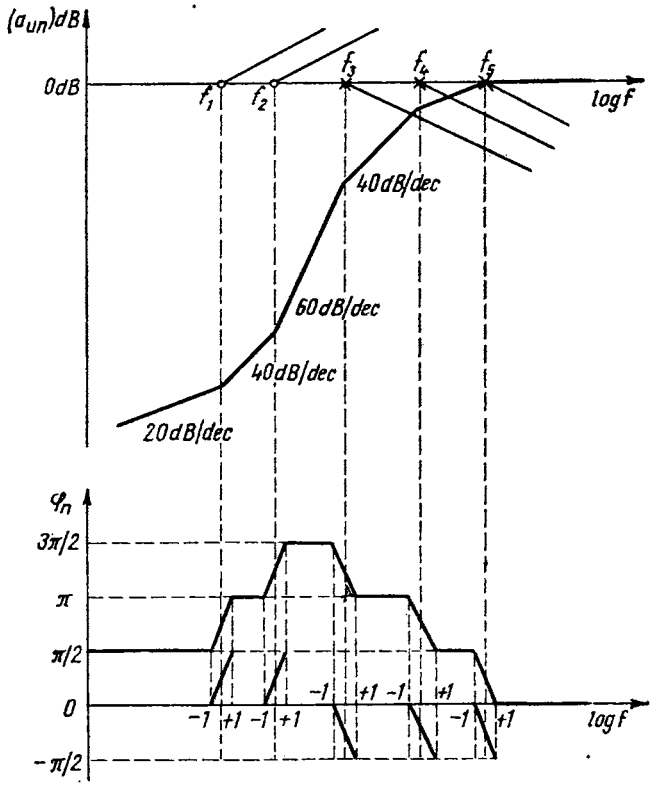


Fig. A.1.4. Caracteristici Bode pentru un amplificator cu mai multe etaje.

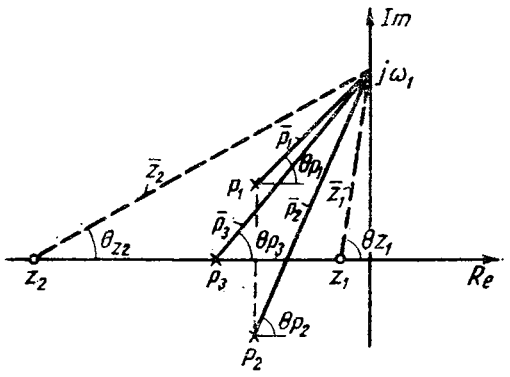


Fig. A.1.5. Diagramă poli-zerouri.

La frecvențe înalte răspunsul amplificatorului cu domeniu bine definit pentru mijloc de bandă trebuie să fie de forma:

$$A(s) = K_4 \frac{(s - Z_1)\ (s - Z_2) \ldots (s - Z_n)}{(s - p_1)\ (s - p_2) \ldots (s - p_m)} \tag{A.1.10}$$

cu $m \geqslant n + 1$, deoarece pentru $f \to \infty$ amplificarea devine zero.

Caracteristica de frecvență globală se trasează începînd din mijlocul benzii și avînd în vedere că prima dată în sensul creșterii frecvenței este obligatoriu un pol, după care caracteristica are pantă de — 20 dB/dec, apoi la fiecare pol panta se schimbă cu — 20 dB/dec, iar la fiecare zerou cu 20 dB/dec. Caracteristica de fază globală se trasează începînd tot din mijlocul benzii respectînd regula din joasă frecvență.

Caracteristicile Bode sînt extrem de importante în proiectarea amplificatoarelor pentru a aprecia distorsiunile liniare și pentru studiul stabilității.

Informația privind răspunsul amplificatorului cuprinsă în caracteristicile Bode este dată, exceptînd o constantă și de așa-numita diagramă poli-zerouri, adică localizarea polilor (x) și zerourilor (0) în planul complex. Figura A.1.5 este diagrama poli-zerouri pentru un amplificator cu 3 poli (p_1, p_2, p_3) și 2 zerouri (z_1, z_2) și factorul de amplificare

$$A(s) = K \frac{(s - z_1)\ (s - z_2)}{(s - p_1)\ (s - p_2)\ (s - p_3)} . \tag{A.1.11}$$

Pentru valoarea particulară $s = j\omega_1$, (A.1.11) devine

$$A(j\omega_1) = K \frac{(j\omega_1 - z_1)\ (j\omega_1 - z_2)}{(j\omega_1 - p_1)\ (j\omega_1 - p_2)\ (j\omega_1 - p_3)} =$$

$$= K \frac{|\ j\omega_1 - z_1\ |\ \exp\ j\theta_{z1} \cdot |\ j\omega_1 - z_2\ |\ \exp\ j\theta_{z2}}{|\ j\omega_1 - p_1\ |\ \exp\ j\theta_{p1} \cdot |\ j\omega_1 - p_2\ |\ \exp\ j\theta_{p2} \cdot |\ j\omega_1 - p_3\ |\ \exp\ j\theta_{p3}} . \tag{A.1.12}$$

În baza relației (A.1.12), rezultă imediat din figura A.1.5.

— modulul factorului este dat de raportul produsului modulelor vectorilor corespunzători zerourilor ($\bar{Z}_1$, $\bar{Z}_2$) la produsul modulelor vectorilor corespunzători polilor ($\bar{P}_1$, $\bar{P}_2$, $\bar{P}_3$);

— faza răspunsului este dată de diferența dintre suma argumentelor vectorilor corespunzători zerourilor ($\theta_{z1} + \theta_{z2}$) și suma argumentelor vectorilor corespunzători polilor ($\theta_{p1} + \theta_{p2} + \theta_{p3}$).

A.1.2. METODA CONSTANTELOR DE TIMP PENTRU DETERMINAREA FRECVENȚELOR LATERALE ALE BENZII

Metoda constantelor de timp este exemplificată în legătură cu calculul aproximativ al frecvențelor f_j și f_s pentru etajul cascodă.

Schema echivalentă a etajului cascodă din figura 1.64 pentru frecvențe joase este dată în figura A.1.6. Din această schemă echivalentă răspunsul în joasă frecvență rezultă de forma:

$$A_{Ugj} = \frac{U_2}{U_g} = K \frac{s(s - z_1)\ (s - z_2)}{(s - p_1)\ (s - p_2)\ (s - p_3)} . \tag{A.1.13}$$

Numărul polilor din răspuns este egal cu numărul elementelor independente care înmagazinează energie [7], adică condensatoarele C_1, C_2, C_3 în figura A.1.6. Numărul elementelor

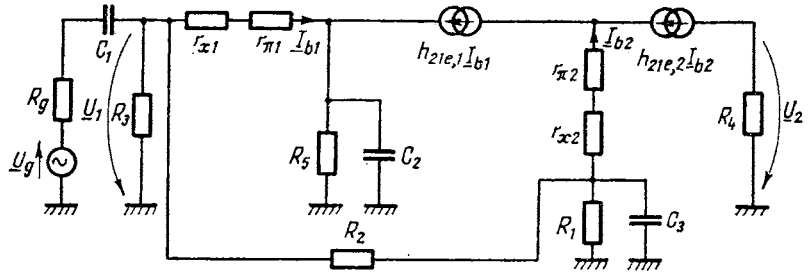


Fig. A.1.6. Schema echivalentă a etajului cascadă la frecvențe joase.

independente rezultă după înlocuirea capacităților în derivație între două noduri sau a celor înseriate pe o ramură cu capacități echivalente. Același lucru este valabil și pentru inductanțele necuplate. Numărul zerourilor este egal cu numărul polilor din condiția de amplificare constantă în bandă și există obligatoriu un zerou în origine din cauza condensatorului C_1 care blochează semnalul de c.c.

Răspunsul la frecvență înaltă se calculează cu schema echivalentă din figura A.1.7, *a* în care rețeaua din figura A.1.7, *b* a fost înlocuită cu generatorul de curent $\underline{I}_{ge}$, șuntat de R'_g.

$$\underline{I}_{ge} = \frac{R_3 \parallel R_2}{R_g + (R_3 \parallel R_2)} \cdot \frac{1}{R_g \parallel (R_3 \parallel R_2) + r_{x1}} \underline{U}_g \tag{A.1.14}$$

$$R'_g = R_g \parallel R_3 \parallel (R_2) + r_{x1} \tag{A.1.15}$$

$$\underline{A}_{Ugs} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g} = K_1 \frac{(s - z_1)(s - z_2)(s - z_3)}{(s - p_1)(s - p_2)(s - p_3)(s - p_4)}. \tag{A.1.16}$$

Cascoda are la frecvențe înalte patru poli determinați de cele 4 condensatoare independente din schemă. Din schema echivalentă se observă că nu poate fi nici un zerou în origine, deoarece amplificarea $\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_g}$ este diferită de zero la frecvență zero. Pentru $f \to \infty$ toate condensatoarele devin scurtcircuite, dar numai $C_{\pi 1}$ anulează semnalul de ieșire. Din aceste motive $\underline{A}_{Ugs}$ la frecvențe foarte mari trebuie să varieze ca $\frac{1}{s}$. Forma de răspuns (A.1.16) este singura care satisface condițiile de mai sus. În [7] este dată o analiză relativ completă a etajului cascodă, inclusiv calculul polilor și zerourilor pe calculator.

Se consideră că un amplificator cu răspunsul la frecvențe înalte de forma (A.1.16) are zerourile la frecvențe mult mai mari față de frecvența limită superioară a benzii de frecvență, f_s și toți polii dispuși pe axa reală și suficient de distanțați, încît să se poată aproxima caracteristicile reale liniar fragmentat potrivit condițiilor precizate în anexa 1.1. Faptul că zerourile se presupun la frecvențe mult mai mari este justificat cel puțin din cauză că scăderea amplificării

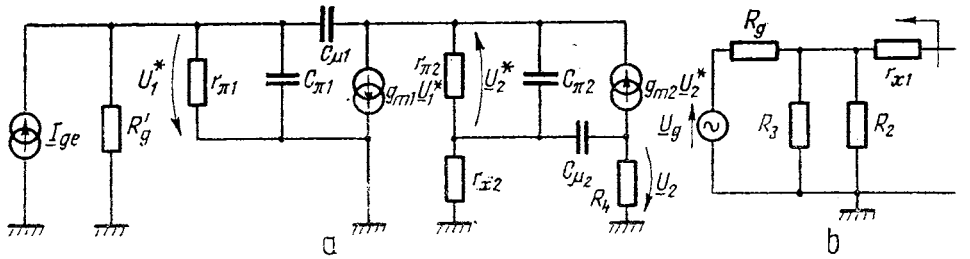


Fig. A.1.7. Schema echivalentă a etajului cascadă la frecvențe înalte.

este determinată de un pol prima dată la creșterea frecvenței. În condițiile de mai sus (A.1.16) se poate scrie sub formele

$$A_{Ugs} \cong \frac{K_2}{(s-p_1)(s-p_2)(s-p_3)(s-p_4)}, \qquad K_2 = -K_1 z_1 z_2 z_3 \tag{A.1.17}$$

$$A_{Ugs} \cong \frac{K_2}{a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 + a_4 s^4} \tag{A.1.18}$$

$$\begin{aligned} a_0 &= p_1 p_2 p_3 p_4 \\ a_1 &= -(p_1 p_2 p_3 + p_1 p_3 p_4 + p_1 p_2 p_4 + p_2 p_3 p_4) \\ a_2 &= p_1 p_2 + p_1 p_3 + p_1 p_4 + p_2 p_3 + p_2 p_4 + p_3 p_4 \\ a_4 &= 1. \end{aligned} \tag{A.1.19}$$

Se admite că p_1 este polul dominant la frecvențe înalte, adică polul care fixează pe f_s. Deoarece răspunsul (A.1.18) se analizează în jurul lui f_s, $s \cong -\omega_s \cong p_1$, atunci cu expresiile coeficienților (A.1.19) se stabilește imediat legătura între termenii polinomului de la numitor $a_0 > a_1 s > a_2 s^2 \ldots$, inegalități cu atît mai tari cu cît polii p_2, p_3, p_4 sînt la frecvențe mai mari față de p_1. Expresia (A.1.18) se poate aproxima și mai mult, reducîndu-se la:

$$A_{Ugs} \cong \frac{K_2}{a_0 + a_1 s} \quad \text{sau} \quad \underline{A}_{Ugs} \cong \frac{K_2}{a_0 + a_1 j\omega}. \tag{A.1.20}$$

Punînd condiția de modul pentru frecvența laterală f_s, $a_0^2 + (a_1\omega_s)^2 = 2a_0^2$, se obține

$$\omega_s \cong \frac{a_0}{a_1}. \tag{A.1.21}$$

Expresia aproximativă a frecvenței limită inferioară a benzii, f_j, în funcție de coeficienții polinomului de la numitor se poate deduce pe baza răspunsului (A.1.13) în următoarele condiții: răspunsul amplificatorului cu toți polii pe axa reală se studiază în jurul polului p_1 care determină frecvența f_j, polul dominant în joasa frecvență $p_1 > p_2 > p_3$ și $s \cong -\omega_j \cong p_1$; zerourile se admit că sînt la frecvențe mult mai joase, $s \cong p_1 \gg z_1, z_2$. Expresia (A.1.13) se poate reduce la

$$A_{Ugj} \cong \frac{Ks^3}{(s-p_1)(s-p_2)(s-p_3)} = \frac{Ks^3}{s^3 - s^2(p_1+p_2+p_3) + s(p_1p_2 + p_1p_3 + p_2p_3) - p_1p_2p_3} =$$

$$= \frac{Ks^3}{a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0} = \frac{K}{a_3 + \dfrac{a^2}{s} + \dfrac{a_1}{s^2} + \dfrac{a_0}{s^3}}. \tag{A.1.22}$$

Ținînd seama de expresiile coeficienților a_3, a_2, a_1 și a_0 și domeniul de variație a lui s, cu eroare mai mare este valabilă și expresia:

$$A_{Ugj} \cong \frac{K}{a_3 + \dfrac{a_2}{s}}; \qquad \underline{A}_{Ugj} \cong \frac{K}{a_3 + \dfrac{a_2}{j\omega}}. \tag{A.1.23}$$

Cu condiția de modul pentru frecvența laterală inferioară, $a_3^2 + \left(\dfrac{a_2}{\omega_j}\right)^2 = 2\,a_3^2$, se obține:

$$\omega_j \cong \frac{a_2}{a_3} \quad \text{sau, în caz general} \quad \omega_j \cong \frac{a_{n-1}}{a_n}. \tag{A.1.24}$$

Constantele de timp de circuit deschis și de scurtcircuit au fost introduse deoarece se calculează manual simplu iar rapoartele $\dfrac{a_0}{a_1}$ și $\dfrac{a_{n-1}}{a_n}$ de la frecvențe înalte și joase se pot determina cunoscînd aceste constante, ceea ce se justifică într-un caz particular mai jos.

În figura A.1.8 se reprezintă schema bloc a unui amplificator cu trei capacități independente ca un triport, cu porțile de acces în paralel cu cele trei condensatoare. Se subînțelege că în interiorul amplificatorului nu sînt surse independente și nici elemente care înmagazinează energie. Pentru mărimile de la cele trei porți, cu capacitățile C_1, C_2, C_3 înlăturate din schemă și tranzistoarele modelate cu parametrii din joasă frecvență, se pot scrie relațiile:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= g_{11}\underline{U}_1 + g_{12}\underline{U}_2 + g_{13}\underline{U}_3 \\ \underline{I}_2 &= g_{21}\underline{U}_1 + g_{22}\underline{U}_2 + g_{23}\underline{U}_3 \\ \underline{I}_3 &= g_{31}\underline{U}_1 + g_{32}\underline{U}_2 + g_{33}\underline{U}_3. \end{aligned} \qquad \text{(A.1.25)}$$

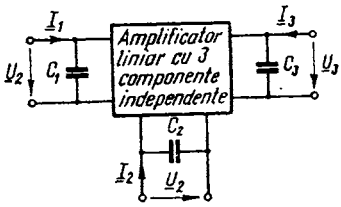


Fig. A.1.8. Schema bloc a unui amplificator cu trei capacități independente.

Conductanțele g_{11}, g_{22}, se determină în condiția de scurtcircuit la celelalte porți. Se adoptă notațiile

$$G_{1sc} = g_{11}, \ldots, G_{jsc} = g_{jj}. \qquad \text{(A.1.26)}$$

Rezistențele de circuit deschis R_{1cd}, ..., R_{jcd} se determină din sistemul (A.1.25) cu celelalte porți în gol:

$$R_{1cd} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} = \frac{(\Delta g)_{11}}{\Delta g}, \ldots, R_{jcd} = \frac{(\Delta g)_{jj}}{\Delta g} \qquad \text{(A.1.27)}$$

$$\Delta g = \begin{vmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{vmatrix}, \quad (\Delta g)_{11} = \begin{vmatrix} g_{22} & g_{23} \\ g_{32} & g_{33} \end{vmatrix}, \ldots \qquad \text{(A.1.28)}$$

Dacă se consideră și condensatoarele conectate, atunci determinantul sistemului care corespunde la (A.1.25) este:

$$\Delta y = \begin{vmatrix} g_{11} + sC_1 & g_{12} & g_{13} \\ g_{21} & g_{22} + sC_2 & g_{23} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} + sC_3 \end{vmatrix}. \qquad \text{(A.1.29)}$$

Acest determinant intră în expresiile de calcul ale tensiunilor $\underline{U}_1$, $\underline{U}_2$, $\underline{U}_3$ la numitor. Polii din răspuns se determină punînd condiția $\Delta y = 0$.

$$\Delta y = a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 = 0. \qquad \text{(A.1.30)}$$

Polinomul $a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + \ldots$ corespunde cu polinoamele de la numitorul expresiilor A.1.18) și (A.1.22) în funcție de domeniul de frecvență care se consideră.

Dezvoltînd (A.1.29) se obțin următoarele expresii pentru coeficienții

$$a_0 = \Delta g \qquad \text{(A.1.31)}$$

$$a_1 = C_1(\Delta g)_{11} + C_2(\Delta g)_{22} + C_3(\Delta g)_{33} \qquad \text{(A.1.32)}$$

$$a_2 = C_2C_3g_{11} + C_1C_3g_{22} + C_1C_2g_{33} \qquad \text{(A.1.33)}$$

$$a_3 = C_1C_2C_3. \qquad \text{(A.1.34)}$$

Din ultimele ecuații rezultă

$$\frac{a_1}{a_0} = C_1\frac{(\Delta g)_{11}}{\Delta g} + C_2\frac{(\Delta g)_{22}}{\Delta g} + C_3\frac{(\Delta g)_{33}}{\Delta g} \qquad \text{(A.1.35)}$$

sau cu (A.1.27)

$$\frac{a_1}{a_0} = C_1R_{1cd} + C_2R_{2cd} + C_3R_{3cd} = \sum_{j=1}^{3}\tau_{jcd}. \qquad \text{(A.1.36)}$$

La joasă frecvență este util raportul $\frac{a_2}{a_3}$:

$$\frac{a_2}{a_3} = \frac{g_{11}}{C_1} + \frac{g_{22}}{C_2} + \frac{g_{33}}{C_3} = \sum_{j=1}^{3}\frac{1}{\tau_{jsc}}. \qquad \text{(A.1.37)}$$

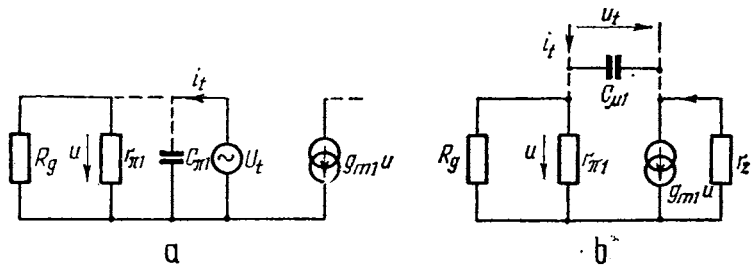


Fig. A.1.9. Scheme echivalente pentru calculul constantelor de timp de circuit deschis.

Pentru frecvențele laterale ale benzii se obțin deci expresiile aproximative:

$$2\pi f_s = \omega_s \cong \frac{1}{\sum_{j=1}^{n} \tau_{jcd}} \tag{A.1.38}$$

$$2\pi f_j = \omega_j \cong \sum_{j=1}^{n} \frac{1}{\tau_{jsc}}. \tag{A.1.39}$$

Frecvența limită superioară este dată de inversa sumei constantelor de timp de circuit deschis τ_{jcd}, iar frecvența limită inferioară de suma inverselor constantelor de timp de scurt-circuit.

Din expresiile (A.1.36) și (A.1.37) se determină regulile de transformare a rețelelor pentru calculul constantelor de timp de interes. La frecvențe înalte se calculează pe rînd rezistențele văzute la bornele unei capacități cu toate celelalte întrerupte, rezistențe care intră în expresia (A.1.36); la frecvențe joase se calculează pe rînd rezistențele văzute la bornele fiecărei capacități cu restul capacităților (porților) scurtcircuitate. Schemele echivalente de calcul devin extrem de simple. Cunoscînd constantele de timp individuale, se pot observa modificările cele mai eficiente ce trebuie făcute în schema amplificatorului pentru a obține frecvențele laterale f_j, f_s dorite. Chiar atunci cînd nu se respectă condițiile care au permis aproximările (A.1.20) și (A.1.23), metoda constantelor sugerează unele schimbări utile în schema amplificatorului.

În figurile A.1.9, *a* și *b* se dau schemele de calcul a rezistențelor de circuit deschis văzute la bornele capacităților $C_{\pi 1}$ și $C_{\mu 1}$ din schema echivalentă a etajului cascadă la frecvențe înalte, figura A.1.7.

$$R_{cd}(C_{\pi 1}) = r_{\pi 1} \,||\, R'_g \tag{A.1.40}$$

$$R_{cd}(C_{\mu 1}) = \frac{u_t}{i_t} = \frac{i_t(R'_g \,||\, r_{\pi 1}) + [g_{m1}(R'_g||r_{\pi 1})\, i_t + i_t]\, R_2}{i_t} =$$

$$= R'_g \,||\, r_{\pi 1} + R_2 [1 + g_{m1}\,(R'_g \,||\, r_{\pi 1})]. \tag{A.1.41}$$

Rezistența r_2 din colectorul tranzistorului T_1 datorită încărcării cu tranzistorul T_2, în conexiune bază comună, a fost calculată anterior, relația (1.198).

Schemele de calcul pentru rezistențele de scurtcircuit corespunzătoare capacităților C_1 și C_2 din schema din figura A.1.6. sînt date în figura A.1.10.

$$R_{sc}(C_1) = \frac{u_t}{i_t} = R_g + R_3 \,||\, R_2 \,||\, (r_{x1} + r_{\pi 1}) \tag{A.1.42}$$

$$R_{sc}(C_2) = \frac{u_t}{i_t} = R_5 \,||\, R_1^* = R_5 \,||\, \frac{r_{x1} + r_{\pi 1} + (R_g \,||\, R_3 \,||\, R_2)}{h_{21e,1} + 1} \tag{A.1.43}$$

unde R_1^* se calculează procedînd ca la stabilirea expresiei (1.198).

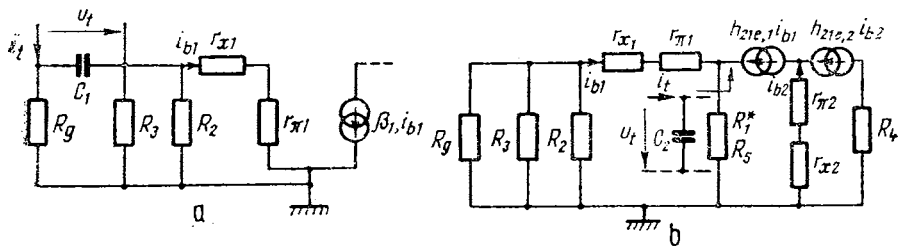


Fig. A.1.10. Scheme echivalente pentru calculul rezistențelor de scurtcircuit.

La determinarea rezistențelor de circuit deschis și de scurtcircuit trebuie acordată o atenție deosebită considerării corecte a surselor de curent sau tensiune dependente.

A.1.3. ETAJ DE AMPLIFICARE CLASA A CU TRANSFORMATOR

Etajele de amplificare cu transformator pentru semnale mari sînt în mod obișnuit etaje de ieșire ale amplificatoarelor care trebuie să debiteze o anumită putere în sarcina care încarcă etajul și să aibă un randament energetic ridicat, un factor de distorsiuni armonice mic și amplificare în putere mare.

Puterea disipată de dispozitivele active trebuie să fie cît mai mică, atît din considerente de randament, cît și în privința protejării acestora și micșorării radiatoarelor.

O schemă de etaj de amplificare clasă A cu transformator este dată în figura A.1.11, *a*. Dreapta de sarcină în c.a. *1* din figura A.1.11, *b* are panta $-1/R'_s$, R'_s, fiind rezistența de sarcină raportată în primar:

$$R'_s = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_s. \tag{A.1.44}$$

Dacă se consideră rezistența ohmică a înfășurării primare r_1 și rezistorul R_e din emitor, atunci *2* este dreapta de sarcină în c.c. Fără grupul R_e, C_e în circuit și cu $r_1 = 0$ dreapta de sarcină în c.c. este verticala *3* și tensiunea de punct static colector-emitor $U_{CE} = E_C$. De altfel, deoarece tensiunea U_E rămîne constantă în bandă, prezența grupului R_e, C_e este echivalentă cu reducerea tensiunii E_C cu U_E. În analiza etajului dată mai jos se consideră transformatorul ideal, cu inductanța de magnetizare ∞, condiție în care tranzistorul este încărcat în colector numai cu R'_s. În figura A.1.11, *b* se precizează prin conturul hașurat domeniul permis pentru punctul de funcționare, în care nu se depășesc valorile limită ale tensiunii u_{CE} și curentului i_C, fără restricții în privința puterii disipate. Pentru curentul de colector se impun limite la valori mari și mici din cauza neliniarității în dependența $i_C = i_C(i_B)$.

În funcție de nivelul semnalului de intrare se obțin diferite valori pentru amplitudinea curentului și tensiunii de colector I_{cm}, U_{cm}. Cu dreapta de sarcină *1*, valorile maxime posibile sînt I_m și U_m, valori maxime care fixează și nivelul de excitație maxim admis la intrare, pentru care se obține puterea de ieșire cea mai mare. Puterea utilă cedată sarcinii R'_s, la un anumit nivel de excitație în regim sinusoidal, este:

$$P = \frac{U_{cm}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_{cm}}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2} U_{cm} I_{cm} = \frac{1}{2} R'_s I^2_{cm} = \frac{1}{2} \frac{U'^2_{cm}}{R'_s} \tag{A.1.45}$$

sau în general pentru semnale alternative

$$P = K_1 U_{cm} I_{cm}. \tag{A.1.46}$$

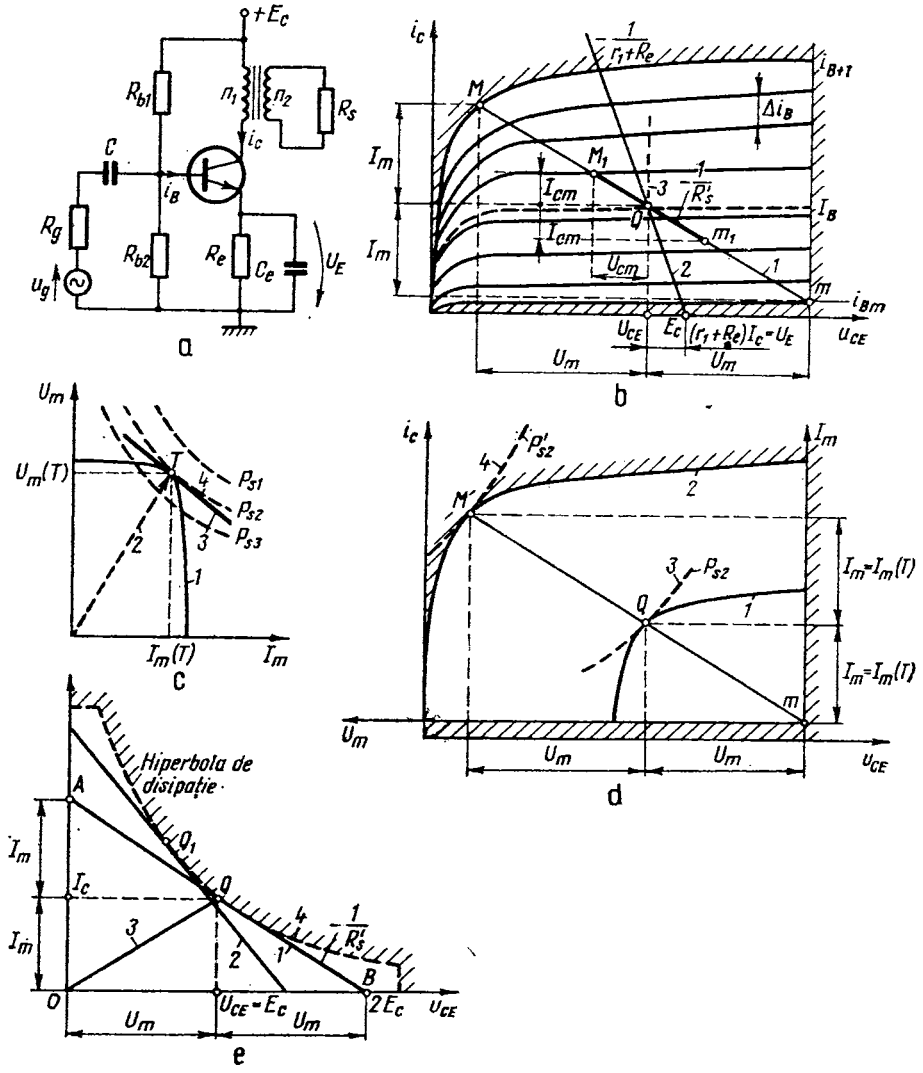


Fig. A.1.11. Etaj de amplificare cu transformator clasă A.

Deoarece pentru rezistența de sarcină în c.a. sînt posibile diferite valori, prin alegerea corespunzătoare a raportului de transformare n_1/n_2 este utilă determinarea unei valori optime în privința puterii utile maxime. Pentru a se evita valori prea mari pentru curentul de colector, se urmărește să se obțină cea mai mare valoare posibilă pentru amplitudinea U_m, la limită egală cu E_C, ceea ce sugerează ca să se considere m fix și să se găsească valoarea R'_s care asigură cea mai mare putere utilă. Pentru diferite valori R'_s se determină din figura A.1.11, *b* valorile corespunzătoare pentru I_m și U_m în condițiile de excitație maximă admisă la intrare, rezultînd de fiecare dată un alt punct static de funcționare. Dependența $U_m = U_m(I_m)$ este dată în figura A.1.11, *c*, curba *1*.

Puterea maximă în sarcină este:

$$P_m = K_1 I_m U_m. \tag{A.1.47}$$

În figura A.1.11, *c* sînt reprezentate punctat hiperbolele corespunzătoare relației (A.1.47) pentru trei valori particulare ale puterii utile P_{s1}, P_{s2}, P_{s3}. Puterea utilă cea mai mare se obține

pentru hiperbola *4* tangentă la curba *1*. În punctul de tangență *T*, panta razei vectoare *2* este egală cu minusul pantelor m_1 și m_4 a curbelor tangente *1* și *4*, ceea ce rezultă ca mai jos:

$$U_m = \frac{P_{s2}}{K_1 I_m}, \quad \frac{dU_m}{dI_m} = m_1 = m_4 = -\frac{P_{s2}}{K_1 I_m^2} = -\frac{P_{s2}}{K_1 I_m} \cdot \frac{1}{I_m} = -\frac{U_m}{I_m}. \tag{A.1.48}$$

Datorită proprietății de mai sus, rezultă că este suficient să se găsească punctul de pe curba *1* în care raza vectoare *2* are panta egală cu minusul pantei acestei curbe.

Această proprietate se folosește în figura A.1.11, *d* unde în planul $i_C = i_C(u_{CE})$ s-a reprezentat și curba $I_m = I_m(U_m)$ cu originea sistemului de axe în *m*. La diferite valori R'_s, cînd punctul *M* descrie curba *2*, punctul *Q* descrie curba *1*, identică cu *1* din figura A.1.11, *c*. Ca urmare a observației de mai sus, este suficient să găsim punctul *M* pentru care dreapta de sarcină are panta egală cu minusul pantei curbelor *2* și *4*, ultima fiind hiperbola de putere utilă $P'_{s2} = K_1(2I_m)\ (2U_m)$.

În figura A.1.11, *e* prin conturul haşurat se delimitează domeniul de funcționare admisibil considerîndu-se și hiperbola de disipație. Dreapta de sarcină în c.a. poate fi cel mult tangentă la hiperbola de disipație din cauză că puterea disipată de tranzistor cea mai mare este în punctul static de funcționare *Q*:

$$P_D = U_{CE} I_C = E_C I_C, \quad P_{EC} = E_C I_{C\,med} = P_D < P_{D\,adm} \tag{A.1.49}$$

unde $P_{D\,adm}$ este puterea disipată admisibilă de catalog.

În regim de semnal sinusoidal puterea absorbită de la sursă este:

$$P_{EC} = \frac{1}{T} \int_0^T E_C(I_{C\,med} + I_{cm} \sin \omega t)\, dt = E_C I_{C\,med} = E_C I_C, \text{ dacă } I_{C\,med} = I_C. \tag{A.1.50}$$

Din bilanțul puterilor rezultă puterea disipată în regim cu semnal:

$$P_d = P_{EC} - P = E_C I_C - \frac{1}{2} I_{cm} U_{cm} < P_D \tag{A.1.51}$$

sau mai general, $$P_d = E_C I_{C\,med} - K_1 I_{cm} U_{cm}. \tag{A.1.52}$$

Procedîndu-se ca și la figura A.1.11, *c* se demonstrează că în punctul *Q* raza vectoare *3* are panta egală cu minusul pantei hiperbolei de disipație *4* și în consecință triunghiurile *OAQ* și *OQB* sînt isoscele, deci $I_m = I_C$, $U_m = E_C$. Cu tranzistorul și transformatorul ideale, puterea utilă maximă care se obține este:

$$P_m = K_1 I_m U_m = K_1 E_C I_C = K_1 P_{EC} = K_1 P_D \tag{A.1.53}$$

și în regim sinusoidal $$P_m = \frac{1}{2} P_{EC} = \frac{1}{2} P_D. \tag{A.1.54}$$

De mai sus rezultă că în regim sinusoidal randamentul maxim al etajului clasă A este $\eta = P_m/P_{EC} = K_1 = 1/2 = 50\%$, în timp ce la un etaj cu rezistență în colector este numai 25%. Cu semnale dreptunghiulare etajul de amplificare clasă A cu transformator asigură randamentul maxim de 100%.

Pentru R'_s se pot alege diferite valori, așa cum se sugerează cu dreptele de sarcină *1* și *2*. Pentru dreapta de sarcină *2* curentul de punct static este mai mare și etajul lucrează în domeniul curenților mari de colector, deci cu distorsiuni mai mari. Puterea de excitație necesară la intrare este tot mai mare. Acesta este motivul pentru care se alege cea mai mare valoare posibilă pentru R'_s, condiționată de tensiunea emitor-colector admisibilă care fixează și valoarea tensiunii sursei de alimentare E_C.

Din figura A.1.11, *d*, avînd în vedere că în planul $I_m = I_m(U_m)$, panta dreptei de sarcină $1/R'_s$ este egală cu minusul pantei curbelor tangente *2* și *4* și că panta curbei *2* în planul $i_C = i_C(u_{CE})$ este egală cu minusul pantei curbei *2* în planul $I_m = I_m(U_m)$, rezultă că în punctul *M*,

$h_{22e} = \dfrac{di_C}{dU_{CE}} = \dfrac{1}{r} = \dfrac{1}{R'_s}$. Datorită egalității $r = R'_s$ este satisfăcută și teorema transferului maxim de putere. Rezistența de ieșire a tranzistorului $r = 1/h_{22e}$ la cotul din punctul M are însă valori relativ mici în comparație cu cea din regiunea liniară a caracteristicilor de ieșire.

Avînd fixată dreapta de sarcină în planul $i_C = i_C(u_{CE})$ se pot determina din figura A.1.11, *b* valorile I_B, i_{BM}, i_{Bm} necesare pentru dimensionarea elementelor din circuitul de intrare al tranzistorului și al etajului care-l precede. Valorile de interes pentru u_{BE} se determină din caracteristicile de intrare $i_B = i_B(u_{BE})$.

A.1.4. ETAJE DE AMPLIFICARE ÎN CONTRATIMP

În figura A.1.12, *a* este dată schema simplificată a unui etaj în contratimp fără transformator cu tranzistoare complementare simetrice care se presupune că lucrează în clasă B, adică curenții celor două tranzistoare sînt zero în punctul static de funcționare, $I_{B1} = I_{B2} = 0$. Sursele de alimentare E_{C1} și E_{C2} sînt egale, $E_{C1} = E_{C2} = E_C$. Tensiunile colector-emitor în punct static sînt $U_{CE1} = E_C$, $U_{CE2} = -E_C$.

În alternanța pozitivă a semnalului de intrare u_1 conduce tranzistorul T_1, iar în alternanța negativă conduce tranzistorul T_2, rezultînd în consecință formele de undă din figura A.1.12, *b*, unde curenții sînt reprezentați considerîndu-se referințele din figura A.1.12, *a*. Cu aceste referințe, curentul de sarcină $i_S = i_s = i_{C1} + i_{C2}$, reproduce forma de undă a semnalului de intrare u_1, respectiv i_g. Deoarece sursele E_{C1}, E_{C2} sînt egale, se poate calcula puterea absorbită de etaj considerînd că sursa E_C debitează curentul i_{EC}.

Verificarea tranzistoarelor la putere disipată se poate face în două situații diferite și anume:

a) la semnale de intrare cu variații suficient de lente la care temperatura structurii interne a tranzistorului urmărește variațiile puterii instantanee;

b) la semnale cu frecvențe suficient de mari la care din cauza inerției termice a tranzistorului intervine puterea medie.

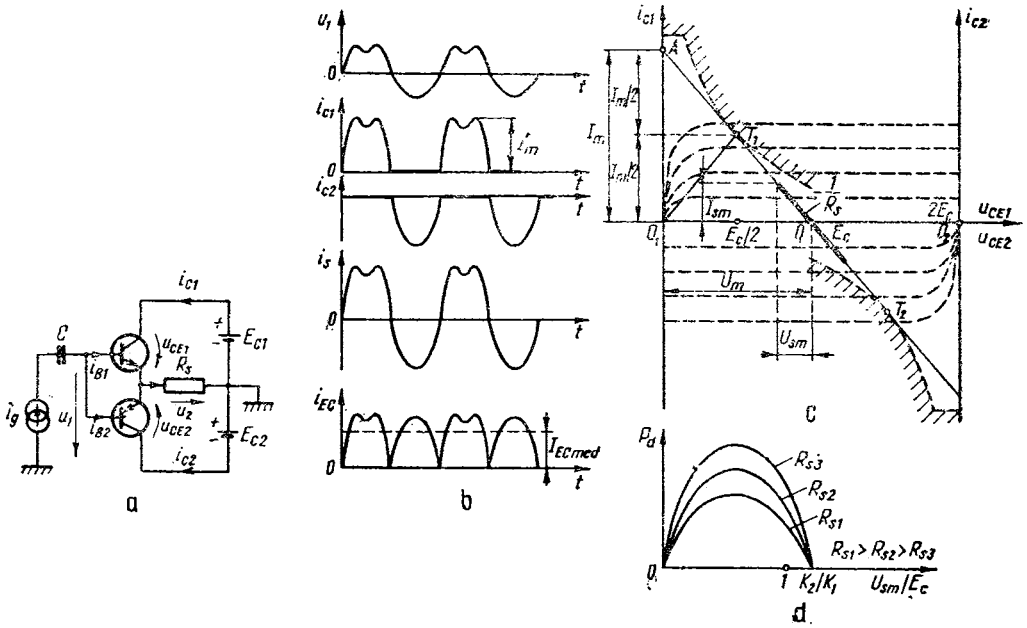


Fig. A.1.12. Etaj de amplificare în contratimp fără transformator.

În acest scop au fost desenate în figura A.1.12, *c* caracteristicile de ieșire compuse. Cu referințele din figura A.1.12, *a* se poate scrie:

$$U_{CE1} = E_C - u_2,\ u_{CE1} = 2E_C + u_{CE2},\ u_{CE2} = -(2E_C - u_{CE1}) \tag{A.1.55}$$

$$\begin{aligned} i_S = i_s &= i_{C1}(u_{CE1}, i_{B1}) + i_{C2}(u_{CE2}, i_{B2}) = i_{C1}(u_{CE1}, I_{B1} + i_{b1}) + \\ &+ i_{C2}(-(2E_C - u_{CE1}), (I_{B2} + i_{b2})) = \\ &= i_{C1}(u_{CE1}, I_{B1} + i_{b1}) + i_{C2}(-(2E_C - u_{CE1}), -(I_{B1} - i_{b1})) \end{aligned} \tag{A.1.56}$$

dependență funcțională care caracterizează dispozitivul compus, echivalent ca efect în funcționare cu tranzistoarele T_1, T_2, și care are curentul de intrare i_{b1}, curentul de ieșire i_s și este încărcat cu R_s.

Dacă caracteristicile de ieșire a celor două tranzistoare sînt desenate ca în fig. A.1.12, *c*, atunci sînt respectate relațiile (A.1.55) și (A.1.56). Deoarece în clasă B tranzistoarele nu conduc simultan, aceste caracteristici sînt și caracteristicile de ieșire ale dispozitivului compus.

La verificarea etajului după puterea instantanee, dreapta de sarcină de pantă $-1/R_s$ poate fi cel mult tangentă la hiperbolele de disipație ale celor două tranzistoare, punctele T_1, T_2, condiție în care puterea instantanee nu depășește niciodată puterea disipată admisibilă de catalog. În funcție de nivelul semnalului de intrare se pot obține diferite amplitudini U_{sm}, I_{sm} ale tensiunii și curentului de sarcină. Se consideră tranzistoarele cu caracteristici ideale și atunci cu excitația maximă permisă la intrare se obțin amplitudinile U_m, I_m, puterea utilă maximă fiind:

$$P_m = K_1 U_m I_m = K_1 I_m E_C = K_1 \frac{E_C^2}{R_s}. \tag{A.1.57}$$

Puterea absorbită de etaj este:

$$P_{EC} = E_C I_{EC\,med} = K_2 E_C I_m. \tag{A.1.58}$$

Randamentul maxim al etajului este $\eta_m = \dfrac{K_1}{K_2}$ și în regim sinusoidal unde $K_1 = \dfrac{1}{2}$, $K_2 = \dfrac{2}{\pi}$, $\eta_m = \pi/4 = 0{,}785 = 78{,}5\%$.

Puterea disipată maximă pe tranzistor, egală cu aceea din punctele T_1, T_2, pe baza proprietății că triunghiurile O_1AT_1, O_1T_1Q sînt isoscele, (ceea ce s-a stabilit în legătură cu figurile A.1.11, *c*, *e*) și deci $i_C(T_1) = I_m/2$, $u_{CE}(T_1) = E_C/2$, are expresia:

$$P_{dm} = \frac{I_m}{2} \cdot \frac{E_C}{2} = \frac{1}{4} \cdot \frac{P_m}{K_1} \leqslant P_{D\,adm} \tag{A.1.59}$$

$$P_m = 4K_1 P_{dm}. \tag{A.1.60}$$

Din compararea expresiilor (A.1.53) și (A.1.60) se deduce că în clasă B se obține pe tranzistor, la verificarea după puterea instantanee, o putere utilă de două ori mai mare față de etajul clasă A.

La verificarea etajului contratimp după puterea disipată medie rezultă condiții diferite, dreapta de sarcină putînd să treacă și peste hiperbolele de disipație cu condiția ca puterea medie să nu depășească pe cea admisibilă de catalog.

Puterea medie disipată pe un tranzistor rezultă din bilanțul puterilor:

$$\begin{aligned} P_d = \frac{1}{2}(P_{EC} - P) &= \frac{1}{2}(E_C I_{EC\,med} - K_1 I_{sm} U_{sm}) = \frac{1}{2}\left(K_2 E_C I_{sm} - K_1 \frac{U_{sm}^2}{R_s}\right) = \\ &= \frac{1}{2}\left(K_2 \frac{E_C U_{sm}}{R_s} - K_1 \frac{U_{sm}^2}{R_s}\right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{K_1 E_C^2}{R_s}\left(\frac{K_2}{K_1}\frac{U_{sm}}{E_C} - \frac{U_{sm}^2}{E_C^2}\right) = \\ &= \frac{1}{2} P_m \left(\frac{K_2}{K_1} \cdot \frac{U_{sm}}{E_C} - \frac{U_{sm}^2}{E_C^2}\right). \end{aligned} \tag{A.1.61}$$

Din relația (A.1.61) se poate găsi puterea disipată maximă în funcție de nivelul semnalului de intrare admis variabil și ca urmare este variabilă și amplitudinea U_{sm}. Nivelul de semnal se apreciază cu raportul U_{sm}/E_C. Puterea disipată maximă P_{dm} se obține pentru:

$$\frac{U_{sm}}{E_C} = \frac{K_2}{2K_1}. \tag{A.1.62}$$

P_{dm} rezultă din relațiile (A.1.61) și (A.1.62):

$$P_{dm} = \frac{1}{8} P_{sm} \frac{K_2^2}{K_1^2}. \tag{A.1.63}$$

În regim sinusoidal cu $K_1 = 1/2$, $K_2 = 2/\pi$,

$$P_{dm} = \frac{1}{8} \cdot P_m \frac{4}{\pi^2} \cdot 4 = 0{,}2\ P_m, \tag{A.1.64}$$

relație care se dă în literatură acoperitor ca $P_{dm} = 0{,}25\ P_m$ și după care se selectează tranzistoarele după puterea disipată.

Variația puterii disipate după relația (A.1.61) este reprezentată în figura A.1.12, *d* cu diferite valori R_s ca parametru, de unde se constată că regimul de putere disipată devine tot mai greu pe măsura micșorării valorii rezistenței de sarcină R_s. De remarcat că în regim sinusoidal excitația poate crește numai pînă la nivelul $U_{sm}/E_C = U_m/E_C = 1$, după care începe limitarea semnalului.

O schemă de etaj în contratimp cu transformator este dată în figura A.1.13. Acest etaj poate să funcționeze în clasele A, AB și B în funcție de mărimea curenților în punctul static de funcționare care se fixează cu rezistoarele R_{b1} și R_{b2}. Condensatorul de decuplare C_b este un scurtcircuit pentru componentele de semnal.

Tensiunile de semnal aplicate la intrările celor două tranzistoare sînt în opoziție de fază, ceea ce determină anumite avantaje.

Cu tensiunile de de intrare de forma:

$$u_{1,1} = U_{1m}^{*} \cos \omega t \quad \text{și} \quad u_{1,2} = U_{1m}^{*} \cos (\omega t + \pi) \tag{A.1.65}$$

se pot scrie următoarele expresii pentru curenții de colector:

$$i_{C1}(t) = I_{C1\,med} + \sqrt{2}\,(I_{c1} \cos \omega t + I_{c2} \cos 2\omega t + \ldots) \tag{A.1.66}$$

$$i_{C2}(t) = I_{C2\,med} + \sqrt{2}\,[I_{c1} \cos (\omega t + \pi) + I_{c2} \cos 2\,(\omega t + \pi) + \\ + I_{c3} \cos 3\,(\omega t + \pi) + \ldots]. \tag{A.1.67}$$

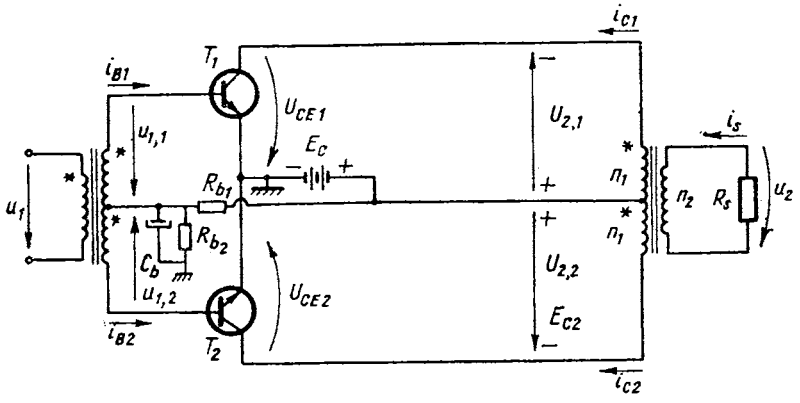


Fig. A.1.13. Etaj de amplificare în contratimp cu transformator.

Se consideră că tranzistoarele sînt identice, și semnalele de intrare de amplitudini egale, prin urmare $I_{C1\,med} = I_{C2\,med}$ și componentele alternative au aceleași amplitudini.

Deoarece cei doi curenți de colector variază în sens opus și ținînd cont de referințele lor se stabilește că fluxurile de semnal produse în miez se sumează. Cele două secțiuni ale primarului transformatorului sînt bobinate în același sens și tensiunile magnetomotoare create de ele sînt în opoziție. Se deduce că fluxul în miez și curentul de sarcină i_s sînt proporționale cu diferența celor doi curenți de colector.

Se admite că există un dispozitiv compus, care are efect echivalent la ieșire ca și cele două tranzistoare, curentul prin el fiind $i_T = i_{C1} - i_{C2}$. Cu relațiile (A.1.66) și (A.1.67) rezultă:

$$i_T = 2\sqrt{2}\,(I_{c1}\cos\omega t + I_{c3}\cos 3\omega t + I_{c5}\cos 5\omega t + \ldots). \tag{A.1.68}$$

Armonicile pare se anulează ca efect în privința ieșirii utile. Componentele de curent continuu ale curenților de colector dau tensiuni magnetomotoare în opoziție, efectul lor anulîndu-se reciproc și ca urmare în miezul magnetic lipsește componenta continuă de flux, ceea ce este tot un avantaj față de etajul asimetric cu transformator.

În clasă A rezistența raportată văzută între cele două colectoare este:

$$R_{cc} = \frac{(2n_1)^2}{n_2^2} R_s. \tag{A.1.69}$$

La fiecare tranzistor corespunde sarcina în curent alternativ

$$\frac{R_{cc}}{2} = \frac{2n_1^2}{n_2^2} R_s. \tag{A.1.70}$$

Dacă rămîne conectat în schemă un singur tranzistor, rezistența de sarcină ce îi revine este $n_1^2 R_s/n_2^2$. Diferența față de expresia (A.1.70) se datorește interacțiunii între cele două dispozitive prin transformator.

În etajul în contratimp, efectul reziduurilor de filtrare a sursei E_c se anulează deoarece intervin în fază la intrare și ieșire.

Curentul total prin sursa E_c este:

$$i_{EC} = i_{C1} + i_{C2} = 2I_{C\,med} + 2\sqrt{2}\,(I_{c2}\cos 2\omega t + I_{c4}\cos 4\omega t + \ldots). \tag{A.1.71}$$

Sursa de alimentare nu este parcursă de fundamentala semnalului și pot să fie folosite filtre mai simple față de cele din etajele asimetrice.

În continuare se prezintă modul de trasare a caracteristicilor compuse. Curentul de sarcină i_s este dat de

$$i_s = \frac{n_1}{n_2}(i_{C1} - i_{C2}) = \frac{n_1}{n_2} i_T. \tag{A.1.72}$$

Dispozitivul compus se admite că lucrează numai cu o secțiune de transformator cu n_1 spire.

Se consideră funcțiile:

$$i_{C1} = f(u_{BE1},\ u_{CE1}),\quad i_{C2} = f(u_{BE2},\ u_{CE2}). \tag{A.1.73}$$

Tensiunile colector-emitor au expresiile:

$$u_{CE1} = E_C - u_{2,1};\quad u_{CE2} = E_C - u_{2,1} \tag{A.1.74}$$

și avînd în vedere că

$$u_{2,1} = -u_{2,2},\ u_{CE2} = 2E_C - u_{CE1}. \tag{A.1.75}$$

Componentele totale ale tensiunilor și curenților de intrare ai tranzistoarelor sînt:

$$u_{BE1} = U_{BE1} + u_{1,1};\quad u_{BE2} = U_{BE2} + u_{1,2},\ U_{BE1} = U_{BE2} = U_{BE} \tag{A.1.76}$$

$$i_{B1} = I_{B1} + i_{b1};\quad i_{B2} = I_{B2} + i_{b2},\ I_{B1} = I_{B2},\ i_{b1} = -i_{b2}. \tag{A.1.77 a}$$

Cu relațiile (A.1.74), (A.1.75), (A.1.76) și (A.1.73), curentul dispozitivului compus se poate da sub forma:

$$i_T = i_{C1}(U_{BE} + u_{1,1},\ u_{CE1}) - i_{C2}(U_{BE} - u_{1,1},\ 2E_C - u_{CE1}) \qquad \text{(A.1.77 } b\text{)}$$

sau dacă se consideră curenții de bază:

$$i_T = i_{C1}(I_B + i_{b1},\ u_{CE1}) - i_{C2}(I_B - i_{b1},\ 2E_C - u_{CE1}). \qquad \text{(A.1.78)}$$

Ecuațiile (A.1.77) și (A.1.78) dau dependența funcțională pentru caracteristicile de ieșire ale dispozitivului compus și indică modul cum se construiesc acestea sub forma $i_T = i_T(u_{CE1})$ de parametru $u_{1,1}$ sau i_{b1}.

În figura A.1.14 caracteristicile individuale ale tranzistoarelor T_1 și T_2 sînt reprezentate punctat. Cele două tranzistoare au aceleași tensiuni în punct static $U_{CE1} = U_{CE2} = E_C$. O caracteristică compusă rezultă din sumarea a două caracteristici individuale a căror parametri diferă față de parametrul de punct static cu aceeași mărime în sensuri opuse; de ex. se sumează caracteristica 4 a dispozitivului T_1 de parametru $I_{B1} + \Delta i_B$ cu caracteristica 5 de parametru $I_{B2} - \Delta i_B$ a tranzistorului T_2, obținîndu-se caracteristica compusă 6 de parametru $i_{b1} = i_b = \Delta i_B$.

Dreapta de sarcină a dispozitivului compus 3 are panta $-\dfrac{1}{(n_1/n_2)^2 R_s}$, $(n_1/n_2)^2 R_s$ fiind rezistența de sarcină în c.a. a acestui dispozitiv.

Cunoscîndu-se modul de trasare a caracteristicilor compuse se poate trece din nou la caracteristicile individuale. Pentru punctul C de intersecție al dreptei de sarcină a dispozitivului compus cu caracteristica compusă de parametru Δi_B, se determină punctele de funcționare C_1 și C_2 ale celor două tranzistoare.

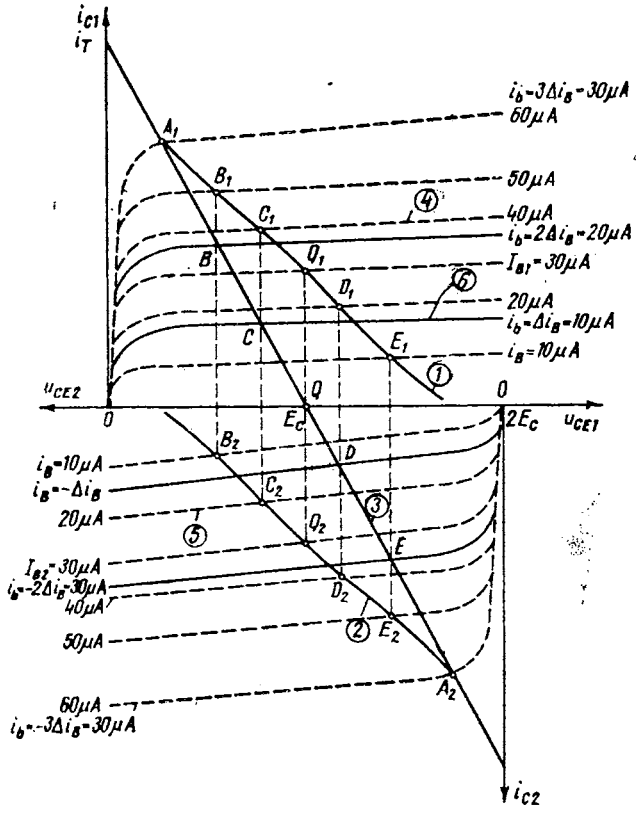


Fig. A.1.14. Caracteristici compuse de ieșire.

Prin puncte pot fi trasate dreptele de sarcină *1* și *2* ale tranzistoarelor T_1 și T_2 care pentru semnal de intrare suficient de mare devin suprapuse cu dreapta de sarcină a dispozitivului compus, ceea ce se explică prin blocarea pe rînd a tranzistoarelor spre vîrful alternanțelor.

Pentru dispozitivul compus se pot trasa caracteristicile de intrare pe baza relației:

$$i_{BT} = i_{bT} = i_{B1}(u_{BE1},\ u_{CE1}) - i_{B2}(u_{BE2},\ u_{CE2}) =$$
$$= i_{B1}(U_{BE} + u_{1,1},\ u_{CE1}) - i_{B2}(U_{BE} - u_{1,2},\ 2E_c - u_{CE1}) \quad \text{(A.1.79)}$$

care se stabilește după un raționament similar cu cel folosit la deducerea dependențelor (A.1.77) și (A.1.78).

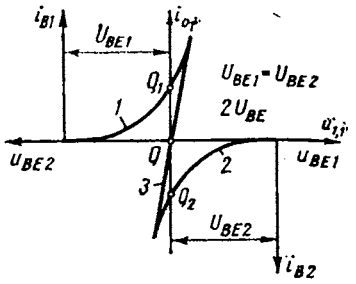


Fig. A.1.15. Caracteristică compusă de intrare.

Caracteristicile de intrare compuse, construite, pe baza relației (A.1.79), sînt date în figura A.1.15, unde s-a neglijat influența tensiunii de colector asupra curentului de bază. Caracteristica compusă *3* este practic liniară dacă se asigură curenți de polarizare relativ mici pentru tranzistoare, etajul funcționînd în clasă AB.

În clasă B caracteristica compusă de intrare de aproximare liniar fragmentată este ca în figura A.1.16, *a*, existînd o zonă moartă, egală cu dublul tensiunii de deschidere a joncțiunilor U_D. Din cauza acestei zone moarte se introduc distorsiuni neliniare exemplificate cu formele de undă din figura A.1.16, *b*, care sînt foarte mari la nivel mic de semnal.

Relațiile de calcul stabilite la etajul în contratimp fără transformator rămîn valabile și pentru etajul în contratimp cu transformator. Factorul de distorsiuni armonice se calculează după procedeele descrise în paragraful 1.21.2.

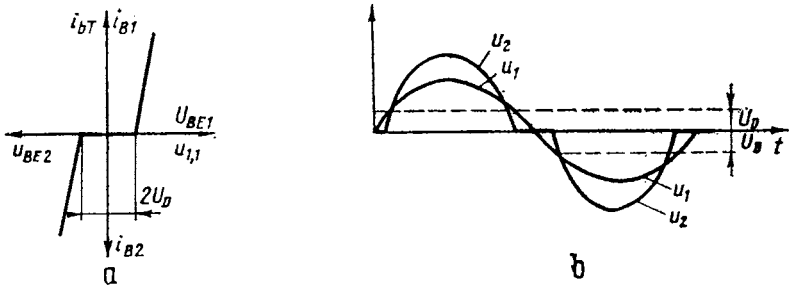


Fig. A.1.16. Distorsiuni de trecere.

ANEXA 2

OSCILATOARE

A.2.1. CONDIȚIA DE OSCILAȚIE PENTRU UN CIRCUIT ELECTRONIC

S-a justificat în text utilizarea relației (2.4) ca o condiție generală de oscilație a unui circuit electronic oarecare. Calculul se bazează pe scrierea sistemului de ecuații corespunzător metodei potențialelor la noduri. Scrierea directă a *matricei admitanțelor* Y_{ij} pentru un circuit electronic este dificilă deoarece schema conține dispozitive electronice active de genul tranzistorului în al căror circuit echivalent apar *generatoare comandate:* regulile cunoscute din electrotehnică în definirea lui Y_{ij} nu pot fi aplicate direct.

În cele ce urmează indicăm o metodă simplă de încadrare a dispozitivelor electronice în calculul matriceal al schemei, metodă care ușurează scrierea condiției de oscilație (2.4) [12], [20].

Să considerăm un dispozitiv activ *cu trei borne* legate la nodurile s, p, q, și având față de nodul de referință potențialele $\underline{U}_s$, $\underline{U}_p$, $\underline{U}_q$ (fig. A.2.1.) Notînd cu $\underline{I}_s$, $\underline{I}_p$, $\underline{I}_q$ curenții care intră în dispozitiv se poate scrie ecuația matriceală:

$$\left\| \begin{matrix} \underline{I}_s \\ \underline{I}_p \\ \underline{I}_q \end{matrix} \right\| = \left\| \begin{matrix} y_{ss} & y_{sp} & y_{sq} \\ y_{ps} & y_{pp} & y_{pq} \\ y_{qs} & y_{pq} & y_{qq} \end{matrix} \right\| \cdot \left\| \begin{matrix} \underline{U}_s \\ \underline{U}_p \\ \underline{U}_q \end{matrix} \right\| \qquad \text{(A.2.1.)}$$

(matricea $\|y\|$ a dispozitivului *activ* este nereciprocă).

Pentru a scrie matricea admitanță a circuitului care conține acest dispozitiv (*unicul* dispozitiv activ pentru moment, în scopul simplificării discuției) vom proceda astfel. Vom scrie mai întîi matricea circuitului din care s-a scos (prin întreruperea fictivă a conexiunilor electrice) dispozitivul activ. Vom observa apoi (fig. A.2.2.) că $-\underline{I}_s$, $-\underline{I}_p$, $-\underline{I}_q$ joacă rolul unor curenți injectați din exterior în rețeaua pasivă (fără dispozitivul electronic). În aceste condiții vom aplica metoda potențialelor la noduri pentru rețeaua pasivă, observînd apoi că de fapt $-\underline{I}_s$, $-\underline{I}_p$, $-\underline{I}_q$ sînt comandați de tensiunile $\underline{U}_s$, $\underline{U}_p$, $\underline{U}_q$ și termenii liberi din ecuațiile metodei poten-

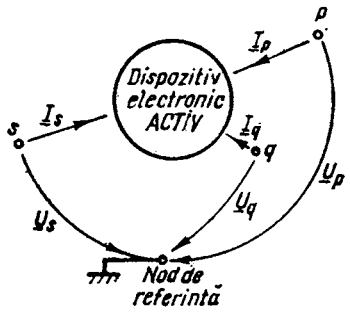


Fig. A.2.1. Dispozitiv electronic conectat la nodurile s, p și q.

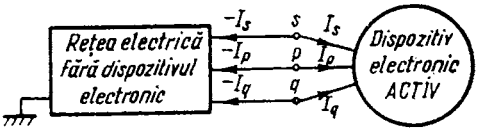


Fig. A.2.2. Rețeaua pasivizată și dispozitivul electronic.

țialelor la noduri pot fi trecuți în celălalt membru și grupați pe lîngă tensiunile corespunzătoare. Se obține astfel o matrice $\|Y'\|$ a *întregului circuit*, matrice ale cărei elemente sînt

$$Y_{ij} = Y'_{ij} + y_{ij} \tag{A.2.2}$$

adică suma elementelor corespunzătoare *rețelei pasivizate* (matrice $\|Y'\|$) și a elementelor matricei y a dispozitivului. Dacă i sau j diferă de s, p, q, atunci $y_{ij} = 0$. Dacă circuitul conține ***mai multe*** dispozitive, atunci ***pentru fiecare în parte*** se introduc elementele matricei proprii în matricea circuitului, folosind exact aceeași regulă.

Pentru exemplificare, vom considera cazul oscilatorului „în trei puncte" din figura 2.51, *b*. Alegem ca referință emitorul și notăm cu *1* nodul bazei și *2* nodul colectorului. Matricea circuitului pasivizat $\|Y'\|$ este

$$\begin{Vmatrix} \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} & -\frac{1}{Z_1} \\ -\frac{1}{Z_1} & \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \end{Vmatrix}$$

Putem folosi pentru descrierea tranzistorului chiar parametrii admitanță (util pentru funcționarea la înaltă frecvență). Fie y_{ije} parametrii tranzistorului în conexiunea EC. Matricea completă a circuitului va fi

$$\begin{Vmatrix} y_{11e} + \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} & y_{12e} - \frac{1}{Z_1} \\ y_{21e} - \frac{1}{Z_1} & y_{22e} + \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \end{Vmatrix}$$

iar condiția de oscilație (2.4) se scrie

$$\left(y_{11e} + \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}\right)\left(y_{22e} + \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}\right) - \left(y_{21e} - \frac{1}{Z_1}\right)\left(y_{12e} - \frac{1}{Z_1}\right) = 0. \tag{A.2.3}$$

Dacă vrem să folosim parametrii hibrizi, vom exprima matricea y în funcție de h_{ije}. Se găsește matricea globală [7]

$$\begin{Vmatrix} \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{h_{11e}} & -\frac{1}{Z_1} - \frac{h_{12e}}{h_{11e}} \\ -\frac{1}{Z_1} + \frac{h_{21e}}{h_{11e}} & \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_3} + \frac{\Delta h_e}{h_{11e}} \end{Vmatrix}$$

unde $\Delta h_e = h_{11e}h_{22e} - h_{12e}h_{21e}$ etc.

Metoda poate fi aplicată și circuitelor cu cuplaje mutuale.

Matricea unui circuit electronic poate fi, desigur, utilă și în alte calcule (cum ar fi acela al amplificării între două puncte ale circuitului).

A.2.2. OSCILATOARE CU REȚEA DE DEFAZARE

Celulele de defazare. Pentru defazare se pot utiliza celule *RC* ca cele din figura A.2.3. O celulă de tip „trece sus" poate fi folosită atît pentru defazarea tensiunii (și atunci este atacată în tensiune și lucrează cu ieșirea în gol, ca în figura A.2.3, *a*) cît și pentru defazarea curentului (fiind atacată în curent și lucrînd cu ieșirea în scurtcircuit, ca în figura A.2.3, *b*). În ambele cazuri funcția de transfer este aceeași

$$\left.\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}\right|_{\underline{I}_2=0} = \left.\frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1}\right|_{\underline{U}_2=0} = \frac{j\omega RC}{1 + j\omega RC} = \underline{F}_1(j\omega), \tag{A.2.4}$$

$$|\underline{F}_1| = \frac{\omega RC}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}}, \qquad \arg \underline{F}_1 = \operatorname{arctg} \frac{1}{\omega RC}. \tag{A.2.5}$$

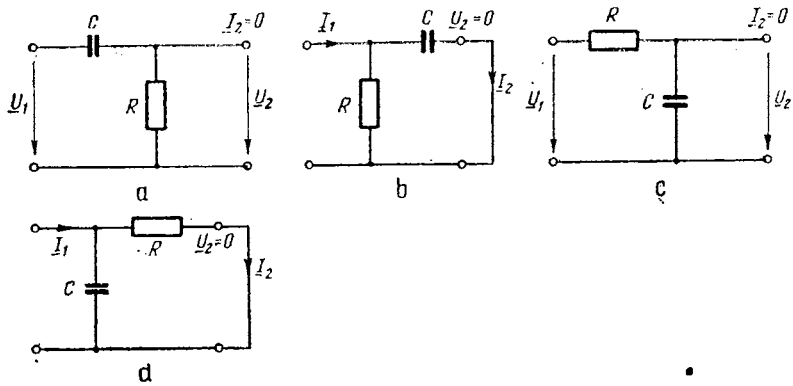


Fig. A.2.3. Celule *RC* de tip filtru „trece sus" (*a*, *b*) și filtru „trece jos" (*c*, *d*).

Variațiile modulului și ale fazei sînt reprezentate în figura A.2.4 în funcție de frecvența unghiulară normată. Această celulă *RC* reproduce corect semnalul numai pentru $\omega RC \gg 1$ (frecvențe înalte). La frecvențe mai joase celula introduce un defazaj pozitiv.

Celula de tip trece-jos este reprezentată în figura A.2.3, *c* și *d*, iar funcțiile de transfer în curent și în tensiune sînt:

$$\left.\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1}\right|_{\underline{I}_2=0} = \left.\frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1}\right|_{\underline{U}_2=0} = \frac{1}{1+j\omega CR} = \underline{F}_2(j\omega), \tag{A.2.6}$$

$$|\underline{F}_2| = \frac{1}{\sqrt{1+\omega^2C^2R^2}}, \qquad \arg \underline{F}_2 = -\operatorname{arctg} \omega CR. \tag{A.2.7}$$

Variațiile modulului și ale fazei apar în figura A.2.5 [1]. Semnalul este reprodus corect numai la frecvențe suficient de joase ($\omega CR \ll 1$). La frecvențe mai înalte celula introduce un defazaj negativ.

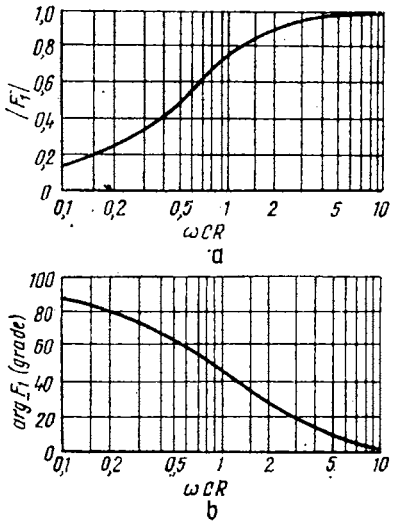


Fig. A.2.4. Caracteristicile de frecvență ale celulei *RC* din figura A.2.3 *a*, *b*.

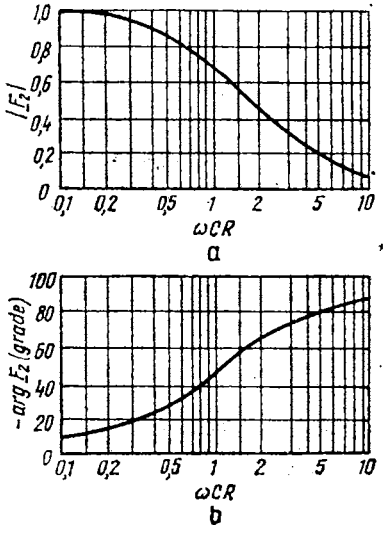


Fig. A.2.5. Caracteristicile de frecvență ale celulei *RC* din figura A.2.3 *c*, *d*.

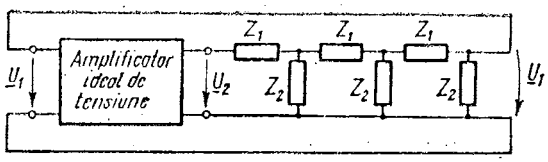


Fig. A.2.6. Amplificator ideal de tensiune cu rețea de defazare formată din trei celule identice.

Oscilatoare cu amplificator de tensiune și rețea de defazare. Figura A.2.6 reprezintă o schemă generală de oscilator cu amplificator *de tensiune* și rețea de defazare formată din *trei* celule identice, cu impedanțele Z_1 și Z_2. Calculul indică [7]

$$\underline{\beta}(j\omega) = \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} = \frac{1}{1 + 6\left(\frac{Z_1}{Z_2}\right) + 5\left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^2 + \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^3}. \tag{A.2.8}$$

Celula de tip trece-sus se obține introducînd

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega C} \quad Z_2 = R. \tag{A.2.9}$$

Funcția de transfer (A.2.8) devine

$$\underline{\beta}(j\omega) \to \underline{\beta}(\alpha_1) = \frac{1}{1 - 5\alpha_1^2 + j(\alpha_1^3 - 6\alpha_1)}, \qquad \alpha_1 = \frac{1}{\omega RC}. \tag{A.2.10}$$

Condiția de oscilație se scrie

$$\underline{A}_u\underline{\beta}(j\omega) = 1 \tag{A.2.11}$$

și presupunînd $\underline{A}_u = A_u$ = real, condiția $\underline{\beta}(j\omega_{osc})$ = real ne dă

$$\alpha_1^2 = 6; \qquad \omega_{osc} = \frac{1}{\sqrt{6}RC} \quad \text{(trece-sus)}, \tag{A.2.12}$$

în timp ce amplificarea necesară pentru susținerea oscilațiilor este

$$A_u = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})} = -29. \tag{A.2.13}$$

Este clar că rețeaua defazează cu 180°. Fiecare celulă lucrează însă în condiții de încărcare (sarcină) diferite și introduce un defazaj diferit. Singura celulă care lucrează practic în gol este ultima: în acest caz sînt valabile diagramele din figura A.2.4.

Celula de tip trece-jos se obține pentru

$$Z_1 = R, \qquad Z_2 = \frac{1}{j\omega C}. \tag{A.2.14}$$

Calculele indică

$$\omega_{osc} = \frac{\sqrt{6}}{RC}, \qquad A_u = \frac{1}{\underline{\beta}(j\omega_{osc})} = -29 \tag{A.2.15}$$

deci la aceleași valori ale lui R și C, frecvența oscilatorului cu celule trece-jos este de 6 ori mai mare decît cea a oscilatorului cu celule trece-sus. Un alt avantaj al rețelei de defazare trece-jos este aceea că atenuează armonicile oscilației din circuit (practic nesinusoidale datorită distorsiunilor).

Amplificarea negativă este realizabilă cu un singur etaj (de pildă sursă comună). Mărimea amplificării este însă relativ ridicată (de pildă pentru un singur etaj sursă comună). Atenuarea

rețelei poate fi însă micșorată utilizînd *mai mult de trei celule* în cascadă. Pentru un număr N de celule identice vom avea [1]

$$f_{osc} = \frac{\alpha}{2\pi RC}. \tag{A.2.16}$$

unde α este indicat în tabelul A.2.1. Tot aici se indică atenuarea pentru fundamentală, γ_1 (egală cu amplificarea minimă necesară amorsării oscilațiilor), precum și pentru armonicile a doua (γ_2) și a treia (γ_3). Se constată într-adevăr o oarecare reducere a lui γ_1 cu creșterea lui N. Mărirea numărului de celule mărește frecvența (la același R și același C) la rețeaua cu celule de tip trece-sus, dar o reduce la rețeaua cu celule de tip trece-jos. Ultima rețea are avantajul clar al *atenuării armonicelor* într-o măsură substanțial mai mare decît a fundamentalei.

• *TABELUL A.2.1*

Rețele de defazare cu mai multe celule identice

Numărul de celule	Atenuarea γ_1	Coeficientul α		Atenuarea γ_2		Atenuarea γ_3	
		Trece-sus	Trece-jos	Trece-sus	Trece-jos	Trece-sus	Trece-jos
3	29	0,41	2,45	8,6	150	5,1	450
4	18,4	0,84	1,2	6,1	90	3,9	295
5	14,3	1,41	0,71	5,3	62	3,2	195
6	13,7	1,96	0,51	—	—	—	—
7	13,2	2,7	0,37	—	—	—	—
8	12,8	3,6	0,28	—	—	—	—

O altă posibilitate de reducere a atenuării rețelei este aceea a utilizării unor *celule neidentice*, ca în figura A.2.7 [4], [23]. Pentru rețeaua de tip trece-sus din figura A.2.7, *a*, avem:

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC} \frac{1}{\sqrt{3 + \frac{2}{a} + \frac{1}{a^2}}} \quad \text{(trece-sus)} \tag{A.2.17}$$

în timp ce pentru rețeaua „trece-jos" din figura A.2.7, *b* găsim

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC} \sqrt{3 + \frac{2}{a} + \frac{1}{a^2}} \quad \text{(trece-jos)}. \tag{A.2.18}$$

În ambele cazuri, pentru un a dat, amplificarea minimă necesară este

$$|A_u| = 8 + \frac{12}{a} + \frac{7}{a^2} + \frac{2}{a^3}. \tag{A.2.19}$$

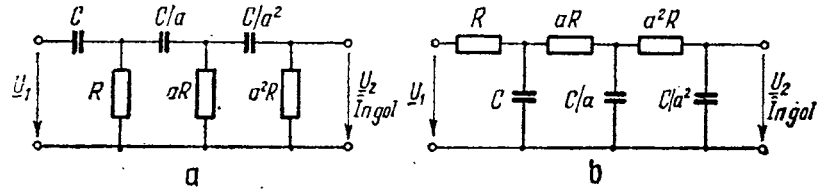


Fig. A.2.7. Rețele *RC* de tip „trece-sus" (*a*) și „trece-jos" (*b*) cu celule neidentice.

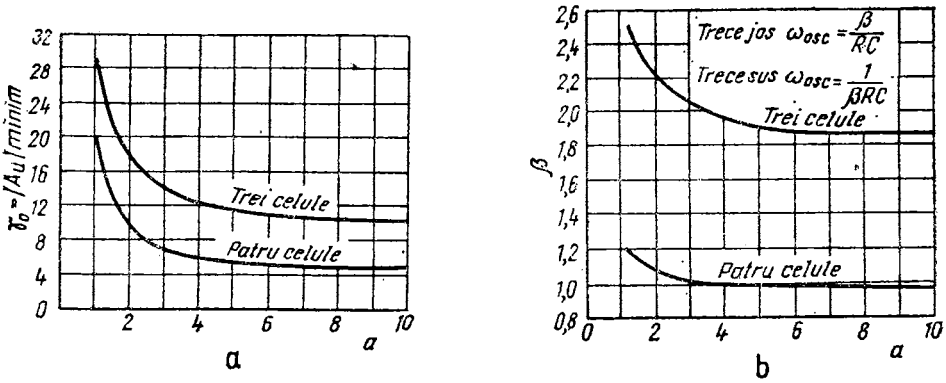


Fig. A.2.8. Atenuarea (*a*) și frecvența de oscilație (*b*) pentru rețele cu trei și respectiv patru celule neidentice.

În cazul $a = 1$ reobținem formulele deduse pentru celule identice. Pentru a micșora atenuarea rețelei vom lua $a > 1$. Mărirea lui a crește f_{osc} pentru rețeaua trece-sus și o micșorează pentru rețeaua trece-jos. Pentru $a = 3$, de exemplu, obținem $|A_u| = 12{,}85$, iar frecvențele de oscilație se modifică astfel: la rețeaua trece-sus obținem $\alpha = 0{,}60$ în relația (A.2.16) în loc de $\alpha = 0{,}41$ ($a = 1$); la rețeaua trece jos obținem $\alpha = 1{,}67$ în loc de $\alpha = 2{,}45$ ($a = 1$). Mărirea lui a nu poate reduce însă amplificarea sub valoarea 8 (pentru $a \to \infty$).

O reducere și mai mare a atenuării poate fi obținută cu o rețea cu patru celule inegale [23] construite după modelul celor cu trei celule din figura A.2.7. Modificările aduse amplificării minime necesare și frecvenței de oscilație apar în figura A.2.8.

Ca amplificator de tensiune se poate folosi un etaj cu tranzistor cu efect de cîmp, așa cum se arată în figura A.2.9. Rețeaua de defazare lucrează practic în gol. Presupunînd că impedanța de intrare în rețea este foarte mare, amplificarea în tensiune a etajului este

$$\underline{A}_u = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{-g_m r_d R_D}{r_d + R_D} \tag{A.2.20}$$

și

$$\underline{A}_u \approx -g_m R_D \text{ pentru } R_D \ll r_d. \tag{A.2.21}$$

Panta g_m are în mod uzual valori de cîțiva mA/V la curenți de ordinul miliamperilor. Mărirea lui R_D nu este recomandabilă deoarece crește căderea de tensiune continuă și trebuie mărită tensiunea de alimentare, E_D. Pentru $I_D = 2$ mA și $g_m = 2$ mA/V, asigurarea unei amplificări $|A_u| = 30 > 29$ necesită $R_D = 15$ kΩ, deci pe R_D apare o cădere de tensiune continuă de 30 V. În aceste condiții este de dorit reducerea atenuării rețelei prin procedeele indicate mai sus.

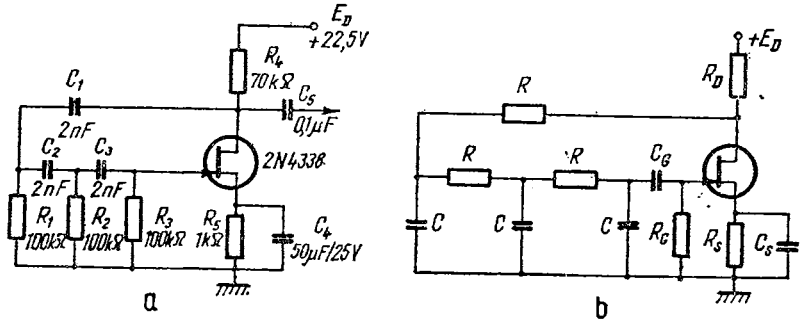


Fig. A.2.9. Oscilatoare cu tranzistor cu efect de cîmp și rețea de defazare de tip „trece-sus" (*a*) își respectiv „trece-jos" (*b*).

Calculele de mai sus sînt valabile în condițiile în care rețeaua de tensiune este comandată în tensiune. Rezistența de ieșire a etajului, practic egală cu R_D, trebuie să fie neglijabilă în comparație cu impedanța de intrare în rețea.

Pentru rețeaua cu trei celule identice din figura A.2.6. avem [7]

$$Z_{in} = \frac{Z_1^3 + 5Z_1^2Z_2 + 6Z_1Z_2^2 + Z_2^3}{Z_1^2 + 4Z_1Z_2 + 3Z_2^2} \tag{A.2.22}$$

(rețeaua lucrează în gol). Pentru rețeaua trece-sus de pildă, relația (A.2.22) devine

$$Z_{in} = R\,\frac{1 - 5\alpha_1^2 + j(\alpha_1^3 - 6\alpha_1)}{3 - \alpha_1^2 - 4j\alpha_1}, \qquad \alpha_1 = \frac{1}{RC} \tag{A.2.23}$$

și la frecvența de oscilație ($\alpha_1^2 = 6$) avem

$$Z_{in}(\omega_{osc}) = \frac{29R}{3 + j4\sqrt{6}}. \tag{A.2.24}$$

Neglijarea impedanței de ieșire a etajului impune

$$R_D \ll Re\,Z_{in}(\omega_{osc}) = \frac{29 \cdot 3R}{9 + 16 \cdot 6} \simeq 0{,}83\,R. \tag{A.2.25}$$

În cazul frecvențelor de lucru mai mari (R de valori mici), condiția (A.2.25) devine deosebit de restrictivă. Presupunînd R_D de ordinul a cîțiva kΩ și alegînd $R_{min} = 100$ kΩ, găsim pentru $C_{min} = 50$ pF. $f_{osc,\,max} = (2\pi C_{min}R_{min}\sqrt{6})^{-1} = 13$ kHz, deci o frecvență maximă destul de coborîtă.

Schemele cu rețea de defazare se folosesc pentru oscilatoare de *frecvență fixă* (este practic imposibilă reglarea simultană a elementelor a trei sau mai multe celule) și cu valoare relativ *joasă*.

Valorile numerice din figura A.2.9, *a* corespund unui oscilator pe frecvența de 460 Hz care furnizează o tensiune cu valoarea efectivă de 8 V, și care absoarbe 0,2 mA de la sursa de alimentare de 22,5 V.

Un oscilator cu patru celule de defazare este reprezentat în figura A.2.10. Punctul de funcționare este stabilizat cu ajutorul generatorului de curent cu tranzistorul bipolar T_2. Frecvența este ajustată cu potențiometrul R_1 pe o plajă de cîțiva Hz în jurul frecvenței de 10Hz. Cu ajutorul lui R_2 se reglează valoarea amplificării etajului pentru distorsiuni minime.

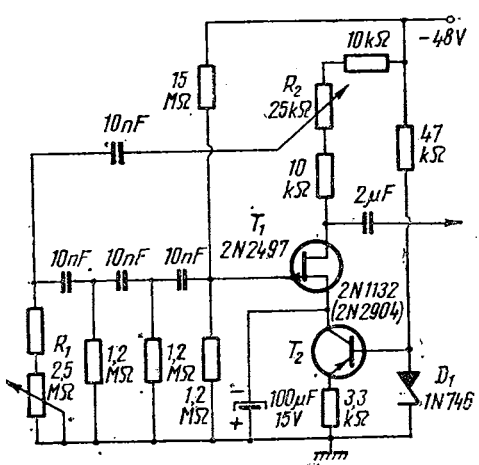


Fig. A.2.10. Oscilator cu TEC și rețea de defazare de tip „trece-sus" cu patru celule.

Scheme cu amplificator de tensiune mai pot fi realizate:

— cu amplificatoare operaționale;

— cu tranzistoare bipolare în conexiuni care să asigure o impedanță de intrare ridicată (de exemplu montaj Darlington).

Oscilatoare cu amplificator de curent și rețea de defazare. În figura A.2.11, *a* este reprezentat un oscilator cu tranzistor bipolar și rețea de defazare trece-sus cu trei celule identice. Pentru ca rezistența ultimei celule să fie aceeași, trebuie asigurată condiția

$$R' + \frac{1}{1/R_2 + 1/R_3 + 1/h_{11e}} = R. \tag{A.2.26}$$

În schema echivalentă de curent alternativ din figura A.2.11, *b* vom nota

$$R'_c = \frac{R_c}{1 + h_{22e}R_c}. \tag{A.2.27}$$

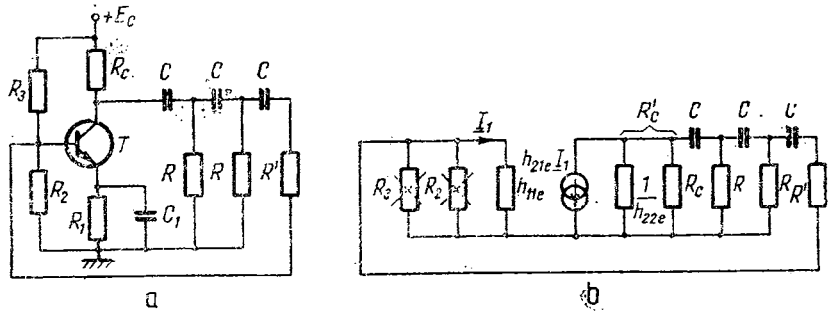


Fig. A.2.11. Oscilator cu tranzistor bipolar și rețea de defazare de tip „trece-sus" (*a*); circuitul său echivalent (*b*).

Schema poate fi privită ca formată din două părți: generatorul de curent $h_{21e}\underline{I}_1$ și restul circuitului care formează o rețea de transfer în curent, cu un factor de transfer $\underline{F}_I$. Condiția Barkhausen este de forma $h_{21}\underline{F}_I = 1$ și, admițînd $h_{11e} \ll R_1$, R_2, calculele [23] duc la

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC}\,\frac{1}{\sqrt{6+4k}};\quad k = \frac{R'_c}{R} \tag{A.2.28}$$

$$h_{21e} > h_{21e,\,cr} = 23 + 4k + \frac{29}{k} = \varphi(k). \tag{A.2.29}$$

Pentru $k = k_{opt} = 2{,}7$ obținem o valoare minimă a lui $h_{21e,\,cr}$ și anume 44,5.

Figura A.2.12 arată un oscilator cu tranzistor bipolar și rețea de defazare trece-jos. R' este ales la fel ca în schema precedentă. În condiții identice găsim

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC}\sqrt{6+4k},\qquad k = \frac{R'_c}{R} \tag{A.2.30}$$

în timp ce condiția de amorsare este dată tot de relația (A.2.29). O condiție de amorsare mai ușoară (h_{21e} mai mic) se poate obține cu ajutorul unei rețele cu celule neegale [4], [7].

Figura A.2.13 arată un oscilator de tipul celui din figura A.2.11, *a*, dar cu $R' = 0$, $h_{11e} \simeq$ $\simeq R = 4{,}7$ kΩ. Cu ajutorul potențiometrului de 5 kΩ se reglează frecvența în limitele 200—400 Hz.

Oscilatorul cu rețea „trece-jos" din figura A.2.14 înglobează rezistența din colector în rețeaua de defazare. Neglijînd rezistențele divizorului bazei și rezistența de ieșire a tran-

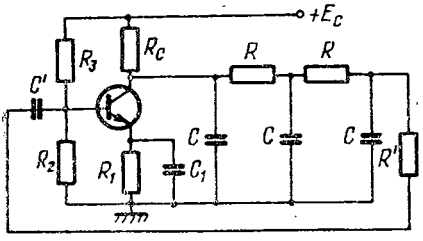


Fig. A.2.12. Oscilator cu tranzistor bipolar și rețea de defazare de tip „trece-jos".

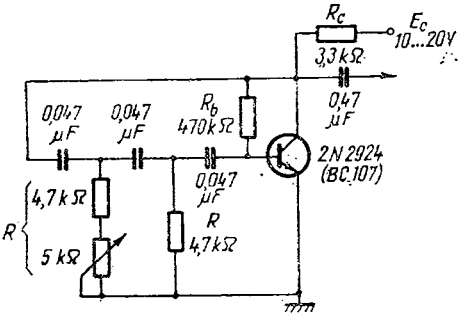


Fig. A.2.13. Schemă de oscilator cu tranzistor bipolar și rețea de defazare de tip „trece-sus".

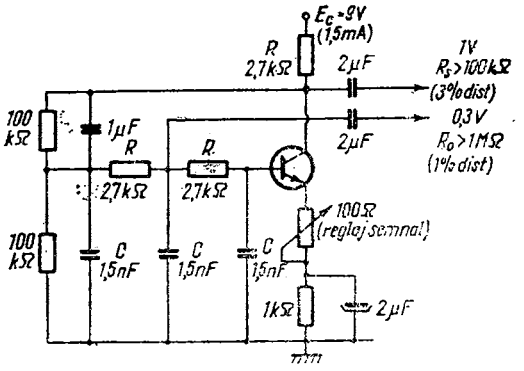


Fig. A.2.14. Schemă de oscilator cu tranzistor bipolar și rețea de defazare de tip „trece-jos" care înglobează rezistența din colector.

zistorului, se obțin formule identice cu (A.2.29) și (A.2.30) cu singura deosebire în definirea parametrului h: aici $h = R/h_{11e}$ [1].

A.2.3. PROPRIETĂȚI ALE CIRCUITELOR REZONANTE LC

Figura A.2.15. arată un *circuit serie RLC* comandat de un *generator ideal de tensiune*, E. Curentul prin circuit

$$\underline{I} = \frac{\underline{E}}{\underline{Z}} = \frac{\underline{E}}{R + \mathrm{j}\left(\omega L - \dfrac{1}{\omega C}\right)} \tag{A.2.31}$$

are valoarea maximă

$$\underline{I}_r = \frac{\underline{E}}{R} \tag{A.2.32}$$

a frecvența de *rezonanță*

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \qquad f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \tag{A.2.33}$$

La o frecvență oarecare modulul curentului și unghiul de defazaj, φ, al curentului față de tensiunea aplicată, E, sînt date de

$$\left|\frac{\underline{I}}{\underline{I}_r}\right| = \frac{1}{\sqrt{1+\xi^2}}, \qquad \varphi = -\operatorname{arctg}\xi \tag{A.2.34}$$

unde

$$\xi = \frac{X}{R} = \frac{1}{R}\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = Q\left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}\right) \tag{A.2.35}$$

este un dezacord generalizat iar

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R} \tag{A.2.36}$$

este *factorul de calitate* al circuitului.

Figura A.2.16 arată exemple de *curbe de rezonanță* [19]. Circuitul este cu atît mai *selectiv* cu cît factorul de calitate al acestuia este mai mare. *Banda* circuitului se definește ca domeniul de frecvențe în care $|\underline{I}| \geq |\underline{I}_r|/\sqrt{2} \simeq 0{,}707\,|\underline{I}_r|$. Ținînd seama că pentru f apropiat de f_0, din relația (A.2.35) rezultă

$$\xi \simeq \frac{2Q}{f_0}(f - f_0) \tag{A.2.37}$$

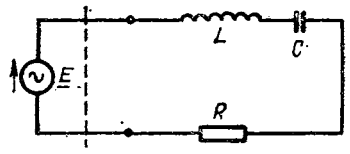


Fig. A.2.15. Circuit *RLC* serie excitat de un generator ideal de tensiune.

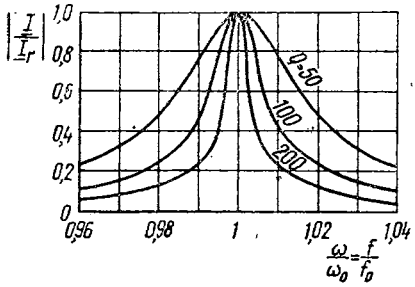


Fig. A.2.16. Curbe de selectivitate ale circuitului rezonant serie, pentru valori diferite ale factorului de calitate.

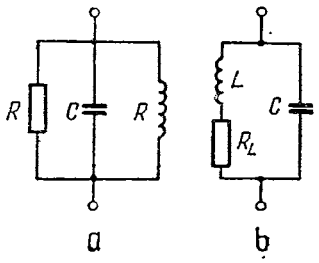


Fig. A.2.17. Circuit *RLC* derivație.

se găsește ușor relația

$$B = f|_{\xi=1} - f|_{\xi=-1} = \frac{f_0}{Q} \tag{A.2.38}$$

(deci banda este invers proporțională cu factorul de calitate).

Circuitul derivație RLC din figura A.2.17, *a* este *dualul* circuitului serie. Rezultatele de mai sus se transpun pentru circuitul derivație schimbînd între ele: tensiunea cu curentul, C cu L, rezistența cu conductanța. La frecvența $f_0 = \dfrac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ *admitanța* circuitului

$$Y = \frac{1}{R} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \tag{A.2.39}$$

este *minimă* și egală cu $1/R$.

De regulă, pierderile circuitului apar datorită rezistenței bobinei și reprezentarea cea mai firească este cea din figura A.2.17, *b* (L, R_L și C sînt independente de frecvență). Expresia exactă a frecvenței de rezonanță, definită prin condiția ca admitanța (sau impedanța) circuitului să fie un număr *real*, este

$$f_0' = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}\sqrt{1 - R_L^2\frac{C}{L}} = \frac{\omega_0'}{2\pi} \tag{A.2.40}$$

și în multe cazuri practice se poate aproxima

$$f_0' \approx f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{A.2.41}$$

(se presupune că pierderile sînt reduse, ceea ce corespunde unui factor de calitate $Q \gg 1$). Avem

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R_L} = \frac{1}{\omega_0 C R_L} \tag{A.2.42}$$

iar impedanța la rezonanță este

$$Z_0 = \frac{\omega_0^2 L^2}{R_L} = \frac{1}{\omega_0^2 C^2 R_L} = QL\omega_0 = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{L}{CR_L}. \tag{A.2.43}$$

Banda circuitului se definește prin condiția ca modulul tensiunii să nu scadă sub 0,707 din valoarea de la rezonanță (maximă). Aceeași condiție este valabilă pentru impedanță deoarece circuitul se presupune a fi excitat cu un *generator ideal de curent*. Se găsește și aici

$$B \simeq \frac{f_0}{Q}. \tag{A.2.44}$$

La rezonanță, curenții prin ramuri sînt de Q ori mai mari ($Q \gg 1$) decît curentul care trece prin întregul circuit. Avem astfel

$$\left.\frac{\underline{I}_C}{\underline{I}}\right|_{\omega\simeq\omega_0} = \left.\frac{\underline{U}C\omega}{\underline{I}}\right|_{\omega\simeq\omega_0} \simeq \frac{L}{CR_L}C\omega_0 = \frac{\omega_0 L}{R_L} = Q \qquad \text{(A.2.45)}$$

unde $\underline{I}$ este curentul care excită circuitul.

În anumite cazuri prezintă interes variația defazajului cu frecvența. Pentru circuitul din figura A.2.17, *b* obținem admitanța

$$Y = j\omega C + \frac{1}{R_L + j\omega L} = \frac{1 - \omega^2 LC + jR_L\omega C}{R_L + j\omega L} = G + jB \qquad \text{(A.2,46)}$$

și definim defazajul între curent și tensiune

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{B}{G} = \operatorname{arctg}\frac{\omega L\left(1 - \omega^2 LC - R_L^2\dfrac{C}{L}\right)}{R_L} \approx$$

$$\approx \operatorname{arctg}\frac{\omega L}{R_L}(1 - \omega^2 LC) = \operatorname{arctg}\left[\frac{\omega}{\omega_0}Q\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)\right] \qquad \text{(A.2.47)}$$

Se obține, pentru $\omega \approx \omega_0$ și $Q \gg 1$

$$\left.\frac{d\varphi}{d\omega}\right|_{\omega\simeq\omega_0} = \frac{d}{d\omega}(\operatorname{arctg} y) = \frac{1}{1 + y^2}\frac{dy}{d\omega} \qquad \text{(A.2.48)}$$

unde

$$y = \frac{\omega}{\omega_0}Q\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right), \quad \frac{dy}{d\omega} = \frac{Q}{\omega_0}\left(1 - \frac{3\omega^2}{\omega_0^2}\right) \qquad \text{(A.2.49)}$$

deci

$$\left|\frac{d\varphi}{d\omega}\right| \simeq \frac{2Q}{\omega_0}, \qquad \text{(A.2.50)}$$

relație folosită în text.

În numeroase aplicații, inclusiv în oscilatoare, se întîlnesc circuite cu priză pe bobină (fig. A.2.18, *a*) sau cu divizor capacitiv (Fig. A. 2.18, *b*). Pentru circuitul din figura A.2.18, frecvența de rezonanță este

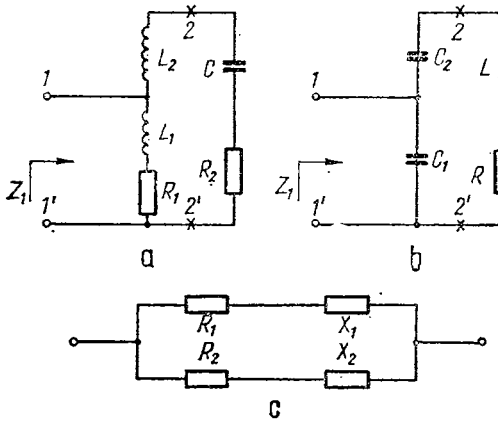


Fig. A.2.18. Circuit derivație cu priză pe bobină (*a*), cu divizor capacitiv (*b*) și o formă generală (*c*).

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{CL_s}}, \quad L_s = L_1 + L_2 \qquad \text{(A.2.51)}$$

iar factorul de calitate

$$Q = \frac{\omega_0 L_s}{R_s}, \quad R_s = R_1 + R_2 \qquad \text{(A.2.52)}$$

Impedanța la bornele 2, 2' este

$$Z_2 = (\omega_0 L_s)Q = \frac{\omega_0^2 L_s^2}{R_s} = \frac{L_s}{CR_s} \qquad \text{(A.2.53)}$$

în timp ce impedanța văzută la bornele 1, 1' este

$$Z_1 = \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_s} = \frac{\left(\omega_0 L_2 - \dfrac{1}{\omega_0 C}\right)^2}{R_s} \qquad \text{(A.2.54)}$$

Relația (A.2.54) se deduce avînd în vedere că pentru un circuit derivație ca cel din figura A.2.18,*c* rezonanța are loc la $X_1 + X_2 = 0$ și, neglijînd efectul rezistențelor R_1 și R_2 [19]:

$$Z = \frac{(R_1 + jX_1)(R_2 + jX_2)}{R_1 + R_2 + j(X_1 + X_2)} \approx \frac{X_1X_2}{R_1 + R_2} = \frac{X_1^2}{R_1 + R_2} = \frac{X_2^2}{R_1 + R_2}. \tag{A.2.55}$$

Din relațiile (A.2.53) și (A.2.54) avem

$$Z_1 = \frac{\omega_0^2 L_s^2}{R_s}\left(\frac{L_1}{L_1 + L_2}\right)^2 = n^2 \frac{\omega_0^2 L_s^2}{R_s} = n^2 Q L_s \omega_0 = n^2 Z_2 \tag{A.2.56}$$

unde

$$n = \frac{L_1}{L_s} = \frac{L_1}{L_1 + L_2} < 1. \tag{A.2.57}$$

Putem afirma că circuitul cu priză lucrează ca un *transformator de impedanță*, cu raportul de transformare n.

Adesea, între cele două bobine din circuitul A.2.18, *a* există un cuplaj mutual, M, așa cum se arată în figura A.2.19, *a*. Calculele [9], [19] arată că circuitul poate fi echivalent cu cel din figura A.2.19, *b* unde reactanța $-\omega M$ este întotdeauna neglijabilă față de impedanța care o prezintă circuitul la bornele 3, 3'. Ca urmare se pot folosi formule de mai înainte unde L_1 trebuie înlocuit cu $L_1 + M$ iar L_2 cu $L_2 + M$. Notăm

$$L_s = L_1 + L_2 + 2M, \qquad n = \frac{L_1 + M}{L_s} \tag{A.2.58}$$

și avem din nou:

$$Z_1 = n^2 Q L_s \omega_0 = n^2 Q^2 R_s. \tag{A.2.59}$$

Pentru circuitul din figura A.2.18, *a* se poate scrie

$$Z_1 = \frac{1}{\omega_0^2 C_1^2 R} = \frac{\left(\omega_0 L - \dfrac{1}{\omega_0 C_2}\right)^2}{R} \tag{A.2.60}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_s}}, \qquad C_s = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \tag{A.2.61}$$

$$Z_1 = \frac{n^2}{\omega_0^2 C_s^2 R} = n^2 Q L \omega_0 = n^2 Z_2, \qquad Z_2 = \frac{L}{C_s R}. \tag{A.2.62}$$

Considerăm un circuit rezonant în trei puncte ca cel din figura A.2.20, unde interesează semnalul și caracteristica de frecvență corespunzătoare punctelor *2,2'* atunci cînd sînt cunoscute

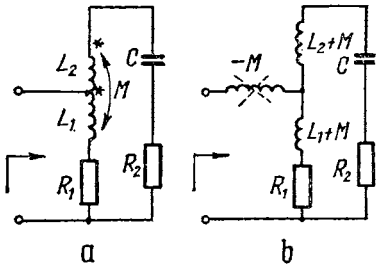


Fig. A.2.19. Circuit cu priză pe bobină și cuplaj magnetic (*a*) și schema sa echivalentă (*b*).

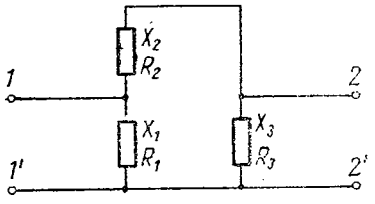


Fig. A.2.20 Formă generală a circuitului derivație cu divizor.

proprietățile circuitului la bornele *1, 1'*. Se poate arăta ușor că, atunci cînd se neglijează rezistențele serie, aplicînd regula divizorului de tensiune se obține la bornele *2, 2'* o caracteristică de frecvență de aceeași formă, și anume

$$\frac{\underline{U}'}{\underline{U}'_0} = \frac{1}{1 + j\xi}, \qquad \xi = \frac{2Q}{f_0}(f - f_0), \tag{A.2.63}$$

unde Q este factorul de calitate al circuitului, avînd de pildă expresia A.2.52, pentru circuitul din figura A.2.18, *a*.

O problemă importantă este aceea a *rezistenței interne finite, R_i, a generatorului de curent* care excită circuitul rezonant. Să presupunem că generatorul este aplicat la bornele *1, 1'*, adică în paralel pe reactanța X_1, în figura A.2.20. O transfigurare paralel va arăta că rezistența R_1 trebuie înlocuită cu

$$R'_1 = R_1 + \frac{X_1^2}{R_i}. \tag{A.2.64}$$

Factorul de calitate va trebui și el corectat în consecință. De exemplu, pentru circuitul cu priză pe bobină din figura A.2.18, *b*, vom avea

$$Q^* = \frac{\omega_0(L_1 + L_2)}{R_1 + R_2 + \dfrac{\omega_0^2 L_1^2}{R_i}} = \frac{Q}{1 + \dfrac{\omega_0^2 L_1^2}{R_i(R_1 + R_2)}}, \tag{A.2.65}$$

unde Q este factorul de calitate *propriu* al circuitului (A.2.52). Se observă că *micșorarea selectivității* circuitului este cu atît mai importantă cu cît:

— rezistența R_i este mai mică;

— reactanța $X_1 = \omega_0 L_1$ este mai mare.

Din cele de mai sus, rezultă că pentru ca generatorul de semnal să nu „încarce" prea mult circuitul rezonant prin impedanța sa internă, este de dorit ca el să fie conectat printr-o priză care să cuprindă numai o parte a bobinei circuitului (a se vedea de pildă fig. 2.76).

Efectul de amortizare pe care îl produce o rezistență de sarcină conectată din exterior poate fi tratat absolut similar. Și aici se recomandă cuplarea sarcinii printr-o priză atunci cînd se poate tolera scăderea semnalului datorită divizării (exemple în text).

A.2.4. LIMITAREA AMPLITUDINII DE OSCILAȚIE ÎN OSCILATOARELE CU TRANZISTOARE BIPOLARE

Curentul de colector depinde de tensiunea bază emitor după legea exponențială

$$i_C(t) = I_{ES} \exp \frac{e u_{BE}(t)}{kT} \tag{A.2.66}$$

unde se presupune

$$u_{BE}(t) = U_0 + U_1 \cos \omega t. \tag{A.2.67}$$

Înlocuim (A.2.67) în (A.2.66) și obținem

$$i_C(t) = I_M \frac{\exp(x \cos \omega t)}{\exp x}, \tag{A.2.68}$$

unde

$$I_M = I_{ES} \exp \frac{eU_0}{kT} \exp x, \qquad x = \frac{eU_1}{kT} \tag{A.2.69}$$

(I_M este valoarea maximă a lui $i_C(t)$, obținută pentru $t=0$). Evident, $i_C(t)$ este o funcție *periodică* de perioadă $T = 2\pi/\omega$ și poate fi dezvoltată în serie Fourier. Deoarece $i_C(t)$ este o funcție pară, avem

$$i_C(t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos n\omega t \tag{A.2.70}$$

unde coeficienții Fourier se determină după cum urmează:

$$C_0 = \frac{1}{T}\int_0^T i_C(t)\,dt = \frac{I_M}{\exp x}\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}\exp(x\cos\theta)\,d\theta\right] =$$

$$= \frac{I_M}{\exp x}\mathbf{I}_0(x) = I_{C0} = \text{curentul mediu de colector} \tag{A.2.71}$$

unde $\mathbf{I}_0(x)$ este funcția Bessel modificată de ordin zero și argument x, iar I_{C0} este curentul mediu de colector, *impus de circuit* în mod independent de U_1. Similar [5]

$$C_n = \frac{2I_M}{\exp x}\left(\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}[\exp(x\cos\theta)]\cos n\theta\,d\theta\right) = \frac{2I_M}{\exp x}\mathbf{I}_n(x); \quad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{A.2.72}$$

unde $\mathbf{I}_n(x)$ este funcția Bessel modificată de ordin n și argument x. Ca urmare:

$$i_C(t) = I_{C0}\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2\mathbf{I}_n(x)}{\mathbf{I}_0(x)}\cos n\omega t\right), \tag{A.2.73}$$

ceea ce ne permite să evaluăm amplitudinea fiecărei componente a lui $i_C(t)$ pentru un $x = \text{dat}$ ($U_1 = \text{dat}$).

Cazul limită al *semnalelor mici* se obține pentru $x \to 0$. Se poate arăta că

$$\mathbf{I}_0(x) \to 1, \quad \mathbf{I}_1(x) \to \frac{x}{2}, \quad \mathbf{I}_n(x) \to 0 \quad (n = 2, 3, 4\ldots) \tag{A.2.74}$$

(s-au neglijat mărimile mici de ordinul al doilea), astfel încît

$$i_C(t) \simeq I_{C0}(1 + x\cos\omega t) = I_{C0} + g_m U_1 \cos\omega t \tag{A.2.75}$$

unde $g_m = I_{C0}/kT$ este panta de semnal mic. Aceasta este exact rezultatul așteptat la semnale mici ($x \ll 1$, $U_1 \ll kT/e$).

În text (§ 2.12) s-a arătat modul cum se definește *panta echivalentă* pentru fundamentala curentului, $G_m = G_m(x)$. Se obține

$$\frac{G_m(x)}{g_m} = \frac{2\mathbf{I}_1(x)}{x\mathbf{I}_0(x)} = \varphi(x). \tag{A.2.76}$$

Tabelul A.2.2 dă valori ale funcției $\varphi(x)$ pentru anumite valori ale lui x. Reprezentarea grafică apare în figura 2.46.

TABELUL A.2.2

Panta normată în funcție de amplitudinea normată
($kT/e \simeq 0{,}026$ V la temperatura camerei)

$x = \frac{eU_1}{kT}$	$\frac{G_m}{g_m}$	x	$\frac{G_m}{g_m}$	x	$\frac{G_m}{g_m}$
0,0	1,0	3,0	0,540	8,0	0,234
0,2	0,995	4,0	0,432	9,0	0,210
0,5	0,970	5,0	0,357	10,00	0,190
1,0	0,893	6,0	0,304	15,0	0,129
2,0	0,698	7,0	0,246	20,0	0,0975

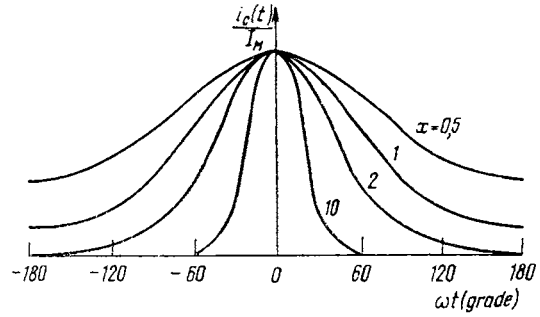


Fig. A.2.21. Forme de undă ale curentului de colector pentru cîteva valori ale amplitudinii normate, $x = eU_1/kT$ ($kT/e = 0{,}026$ V la temperatura camerei).

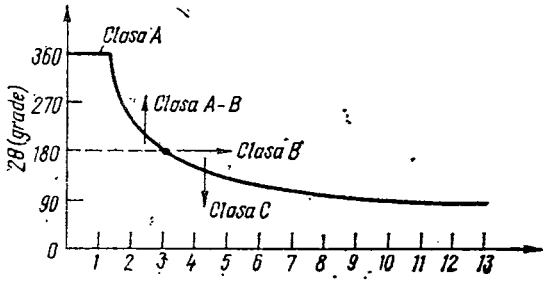


Fig. A.2.22. Variația unghiului de conducție (2θ) cu amplitudinea normată (x) și clase de funcționare. Deschiderea tranzistorului a fost definită pentru $0{,}05\ I_M$ (5% din valoarea maximă a curentului).

Pentru $x \to \infty$ ($x \gg 1$) se obține

$$\lim \frac{2I_1(x)}{I_0(x)}\bigg|_{x\to\infty} = 2 \qquad \text{(A.2.77)}$$

și amplitudinea fundamentalei se *limitează* la o valoare egală cu $2\ I_{C0}$.

În figura A.2.21 se reprezintă, folosind relația (A.2.68), variația în timp a curentului de colector pentru cîteva valori ale lui x. Se constată că pentru x mare în comparație cu unitatea, curentul curge sub formă de *impulsuri*. Riguros vorbind, în cadrul matematic folosit aici $i_C(t)$ nu se anulează niciodată. Pentru scopuri practice putem defini un *unghi de conducție*, 2θ, considerînd, în mod cu totul arbitrar că tranzistorul este „blocat" dacă $i_C(t)$ scade sub 5% din valoarea sa maximă, I_M. Avem

$$\frac{i_C(\theta)}{I_M} = \frac{\exp(x\cos\theta)}{\exp x} = 0{,}05 \qquad \text{(A.2.78)}$$

de unde

$$\theta = \arccos\left(1 + \frac{\ln 0{,}05}{x}\right) \approx$$

$$\approx \arccos\left(1 - \frac{3}{x}\right). \qquad \text{(A.2.79)}$$

Unghiul de conducție depinde numai de semnalul normat x și este reprezentat în figura A.2.22. Tranziția de la clasa A la clasa A—B are loc pentru $x = 1{,}5$ ($\theta = 180°$). Funcționarea în clasă B corespunde lui $x = 3$ ($\theta = 90°$). Pentru $x > 3$ avem o funcționare în clasă C.

În figura 2.45 s-a arătat că tensiunea medie bază-emitor, U_0, scade cu creșterea amplitudinii semnalului. Pentru a determina *mărimea* acestei scăderi plecăm de la relația

$$i_C(t) = I_{ES} \exp\frac{eU_0}{kT} \exp(x\cos\omega t) \qquad \text{(A.2.80)}$$

unde $U_0 = U_{BE} = U_{BE}(I_{C0}, U_1)$. Notînd tensiunea bază emitor în absența semnalului cu

$$U_{BE0} = U_{BE}|_{U_1\to 0} = U_{BE0}(I_{C0}) \qquad \text{(A.2.81)}$$

observăm că

$$I_{C0} = I_{ES} \exp\frac{eU_{BE0}}{kT} \qquad \text{(A.2.82)}$$

(relație care corespunde punctului *static* de funcționare, pe caracteristica de transfer exponențială). La un semnal oarecare, $U_1 \neq 0$, obținem $(U_{BE})_{mediu} = U_0$ din relația (A.2.80), particularizînd pentru $t = 0$

$$I_M = I_{ES} \exp\frac{eU_0}{kT} \exp x. \qquad \text{(A.2.83)}$$

Din relațiile (A.2.71), (A.2.82) și (A.2.83) obținem:

$$I_{C0} = \frac{I_0(x)}{\exp x} I_M = I_{ES} I_0(x) \exp\frac{eU_0}{kT} = I_{ES} \exp\frac{eU_{BE0}}{kT}. \qquad \text{(A.2.84)}$$

Mărimea scăderii tensiunii medii bază emitor este deci

$$\Delta U_{BE} = U_{BE0} - U_0 = \frac{kT}{e} \ln I_0(x) \qquad \text{(A.2.85)}$$

și unele valori numerice apar în tabelul A.2.3. De exemplu, pentru $x = 10$ (funcționare adînc în clasă C, cu $\theta \simeq 45°$) avem $\Delta U_{BE} = 0{,}026 \cdot 7{,}93 \simeq 0{,}2$ V, deci o deplasare apreciabilă a punctului *mediu* de funcționare în sensul *blocării* tranzistorului.

TABELUL A.2.3

Funcția $\ln I_0(x)$

$x = \frac{eU_1}{kT}$	0	0,5	1	2	5	10	20
$\frac{eU_{BE}}{kT} = \ln I_0(x)$	0	0,062	0,236	0,823	3,3	7,93	17,6

A.2.5. OSCILATOARE CU DISPOZITIVE CU REZISTENȚĂ NEGATIVĂ

Oscilatoare la frecvențe foarte înalte. Realizarea oscilatoarelor pe frecvență foarte înaltă întîmpină o serie de dificultăți legate de:

— existența elementelor parazite din schemă;

— frecvențele limită de lucru ale tranzistoarelor.

Tipic, în domeniul 1—2 GHz tranzistoarele bipolare pot furniza încă o putere aplicabilă (de ordinul waților), iar oscilatoarele se pot realiza tot în varianta Colpitts, folosind capacitățile și inductanțele parazite ale tranzistorului [25]. La frecvențe mai înalte construcția tranzistoarelor este din ce în ce mai dificilă. Variante ale tranzistorului cu efect de cîmp au atins în prezent frecvențe de lucru de 18 GHz. Totuși pentru realizarea *oscilatoarelor* pe frecvențe cuprinse între cîțiva GHz și sute de GHz*) se pot folosi cu succes alte tipuri de dispozitive și anume *diode cu rezistență* negativă. Acestea sînt dispozitive care au proprietatea de a putea genera direct puterea de curent alternativ, prin simpla polarizare în curent continuu. S-a constatat curînd că, cel puțin în principiu, diodele semiconductoare pot funcționa la frecvențe mult mai înalte decît tranzistoarele deoarece au o construcție mai simplă, cu dimensiuni critice (cum ar fi distanța care trebuie parcursă de purtătorii de sarcină) mai mici și elemente parazite mai puține. Esențialul este, însă, de a găsi acele principii fizice care să permită generarea puterii de semnal într-o structură de diodă. Astfel de dispozitive există și comportarea lor poate fi descrisă prin conceptul de *rezistență negativă.*

Elemente cu rezistență negativă. Considerăm circuitul LC derivație din figura A.2.23. Dacă $r \to 0$ și $R \to \infty$ circuitul nu are pierderi și, dacă i se comunică la un moment dat o energie din exterior, poate oscila neamortizat pe frecvența $f_0 = 1/2\pi\sqrt{LC}$. În practică pierderile nu se pot evita și oscilațiile se amortizează. Dacă admitem însă existența unor dipoli care prezintă în curent alternativ o rezistență negativă — ρ, astfel încît

$$\underline{U} = -\rho \underline{I} \qquad (\rho > 0) \qquad \text{(A.2.86)}$$

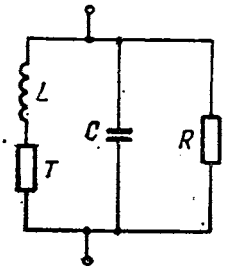


Fig. A.2.23. Circuit rezonant derivație LC, cu rezistență serie (r) și paralel (R).

*) Lungimea de undă este comparabilă cu dimensiunile circuitului: se folosesc ghiduri de undă de tip dreptunghiular sau coaxial și, pentru frecvențele ceva mai coborîte, circuite microstrip.

(tensiunea la borne este în antifază cu curentul) și

$$\mathrm{Re}\,(\underline{U}\,\underline{I}^*) = -\rho\,|\,\underline{I}\,|^2 < 0 \tag{A.2.87}$$

(puterea disipată este negativă și poate fi considerată o putere *generată*), atunci trebuie să concludem că există posibilitatea realizării unui oscilator prin introducerea unui astfel de dipol într-un circuit oscilant.

Există circuite care prezintă o comportare tip rezistență negativă între două borne anumite [2], [12]. Și oscilatoarele de tip amplificator cu reacție pozitivă pot fi tratate ca circuite cu rezistență negativă, Aici nu interesează, însă, decît cazul *diodelor* cu rezistență negativă. Ele se clasifică în două categorii mari:

— diode cu rezistență negativă *pe caracteristică statică* (avînd ca reprezentat tipic dioda tunel [10]);

— diodele cu rezistență negativă *numai la frecvențe înalte* (dioda cu avalanșă și altele [8]).

a) *Diode cu rezistență negativă pe caracteristica statică.* Aceste dispozitive sînt caracterizate de o rezistență diferențială negativă

$$R_i = \frac{1}{\left(\dfrac{\partial i}{\partial u}\right)} < 0 \tag{A.2.88}$$

pe o anumită plajă de curenți sau de tensiuni. Figura A.2.24, *a* arată o caracteristică de tip N, sau *controlată prin tensiune* (exemplu — dioda tunel). O caracteristică de tip S, sau *controlată prin curent* (cum este cea a diodei *pnpn*) apare în figura A.2.24, *b*. Tipul de caracteristică este important în legătură cu modul de limitare al amplitudinii de oscilație. Să considerăm de pildă o caracteristică de tip N: atunci cînd este polarizată în regiunea cu $R_i < 0$ avem $R_i = -\rho$, cu $\rho \simeq$ $\simeq$ const. La limitele regiunii de rezistență negativă, însă, ρ crește și tinde la infinit. Dacă definim prin $\overline{\rho} = \overline{\rho}(U)$ o mărime medie, echivalentă, de semnal mare (dependentă de amplitudinea oscilației, U), atunci avem

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial U} > 0 \quad \text{(rezistență tip N)}. \tag{A.2.89}$$

Similar,

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial U} < 0 \quad \text{(rezistență tip S)}. \tag{A.2.90}$$

Vom arăta acum că o rezistență de tip N trebuie conectată numai în paralel pe circuitul acordat, adică $R = -\rho$ în figura A.2.23. Rezistența r semnifică pierderile și va fi transformată în conductanța paralel, g_p, unde (fig. A.2.25)

$$\frac{1}{g_p} rQ^2 = \frac{r\omega_0^2 L^2}{r^2} = \frac{L}{Cr} \tag{A.2.91}$$

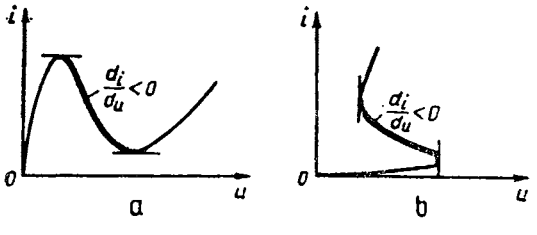


Fig. A.2.24. Caracteristică statică cu rezistență negativă: de tip N (*a*) și de tip S (*b*).

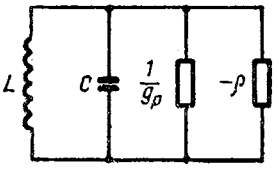


Fig. A.2.25. Reprezentarea pierderilor unui circuit rezonant printr-o conductanță paralel, g_p.

(circuitul lucrează pe frecvența de rezonanță $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ și are un $Q \gg 1$). Pentru *amorsarea* oscilațiilor din circuit este necesar ca

$$g_p - \frac{1}{\bar{\rho}(0)} < 0 \tag{A.2.92}$$

unde $\bar{\rho}(o)$ este mărimea rezistenței la semnal mic, la o polarizare de curent continuu dată. În *regim permanent* de oscilație, însă,

$$g_p - \frac{1}{\bar{\rho}(U_{osc})} = 0 \tag{A.2.93}$$

Relațiile precedente sînt compatibile cu $\bar{\rho}(0) < \bar{\rho}(U_{osc})$, situație care corespunde unei rezistențe de tip N, relația (A.2.89) [12].

Similar, se poate arăta că o rezistență de tip S trebuie conenctată în serie ($r = -\rho$ în figura A.2.86).

b) *Diode tunel*. Dioda tunel este o joncțiune *pn* puternic dopată cu impurități, cu o zonă de barieră foarte îngustă, ceea ce favorizează trecerea purtătorilor de sarcină prin efect tunel [10]. Caracteristica sa directă prezintă o rezistență negativă de tip N. Circuitul său echivalent apare în figura A.2.26 și cuprinde, în afara rezistenței negative, $-\rho$ (atunci cînd este polarizată în regiunea cu rezistență diferențială negativă), capacitatea joncțiunii (C_j), inductanța parazită serie (L_s) și rezistența parazită serie (R_s). Ca exemplu de valori numerice indicăm:

$$\rho = 30\ \Omega, \quad C_j = 20\ \text{pF}, \quad L_s = 5\ \text{nH}, \quad R_s = 1\ \Omega.$$

În varianta *serie* de oscilator din figura A.2.26 putem nota $r = R_1 + R_s$, $L = L_1 + L_s$ (R_1 și L_1 caracterizează circuitul exterior) și obținem astfel schema din figura A.2.23. Circuitul este redesenat în figura A.2.27: s-a descris ramura care conține $R = -\bar{\rho}$ și s-a aplicat la bornele $1-1'$ o tensiune $\underline{E}$. Dacă $\underline{I}$ este curentul injectat în circuit, atunci putem scrie

$$Z = \frac{\underline{E}}{\underline{I}} = -\bar{\rho} + \frac{(r + j\omega L)\,\dfrac{1}{j\omega C}}{r + j\omega L + \dfrac{1}{j\omega C}} = 0 \tag{A.2.94}$$

deoarece, de fapt, în circuit va curge un curent $\underline{I} \neq 0$ fără să se aplice un semnal din exterior ($\underline{E} = 0$). Relația (A.2.94) reprezintă un mod inedit de formulare a condiției de autooscilație a unui circuit.

Se obțin două condiții, și anume

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_j(L_1 + L_s)}}\sqrt{1 - \frac{C_j(R_1 + R_s)^2}{L_1 + L_s}} \tag{A.2.95}$$

$$\bar{\rho} = \frac{L_1 + L_s}{C_j(R_1 + R_s)}\,. \tag{A.2.96}$$

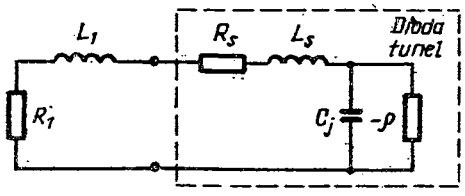


Fig. A.2.26. Oscilator de tip serie cu diodă tunel.

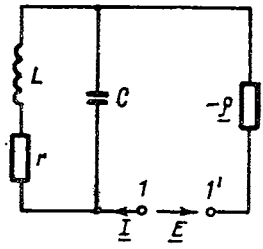


Fig. A.2.27. Deducerea condiției de oscilație pentru oscilatorul cu rezistență negativă de tip N.

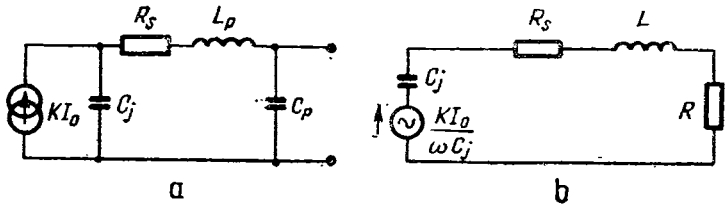


Fig. A.2.28. Circuitul echivalent de semnal mare al diodei cu avalanșă (*a*) și circuitul echivalent al oscilatorului (*b*). Constanta de proporționalitate, K, depinde slab de frecvență în banda de lucru a diodei (cîțiva GHz): în afara acestei benzi dioda nu poate genera oscilații.

Se constată că frecvența superioară de funcționare a diodei tunel este limitată de mărimea lui C_j și L_s. Dispozitive cu C_j suficient de mic pot lucra la frecvențe de ordinul a 10 GHz. Dispozitivul furnizează o putere foarte mică, de ordinul miliwattului. El continuă să fie folosit în circuitele de microunde (deși există dispozitive semiconductoare care generează puteri mult mai mari) avînd avantajul unui zgomot redus. Polarizarea sa ridică probleme de *stabilitate*, care nu vor fi însă discutate aici [1], [7], [10].

c) *Diode cu rezistență negativă la frecvențe înalte. Dioda cu avalanșă (IMPATT).* Dioda cu avalanșă sau dioda IMPATT [8] (IMPact Avalanche Transit Time) este o joncțiune *pn* polarizată în regiunea de străpungere prin multiplicare în avalanșă. Ea este astfel calculată încît să ofere o rezistență dinamică negativă pe o anumită plajă de frecvențe înalte. La semnale mici se poate face o reprezentare cu un circuit echivalent similar celui pentru dioda tunel. O reprezentare mai puțin uzuală, dar sugestivă, este cea corespunzătoare funcționării la semnale mari. Caracterul activ al dispozitivului este simbolizat de un generator de curent alternativ comandat de curentul continuu de polarizare, așa cum se arată în figura A.2.28, *a*. Cu alte cuvinte, fundamentala curentului alternativ injectată în circuitul exterior este proporțională cu curentul mediu. Un fenomen cu totul similar a fost constatat în cazul funcționării la semnal mare a tranzistorului bipolar, a se vedea relația (2.150).

Generatorul de curent din figura A.2.28, *a* poate fi echivalent Thévenin, iar inductanța și capacitatea parazită a dispozitivului pot fi înglobate în circuitul exterior. Acest circuit este de regulă un ghid de unde [17]. Oscilațiile vor apare, desigur, la frecvența de rezonanță a circuitului serie din figura A.2.28, *b*. Condiția de amorsare nu poate fi dedusă de aici deoarece circuitul echivalent al diodei nu este valabil decît la *semnal mare*.

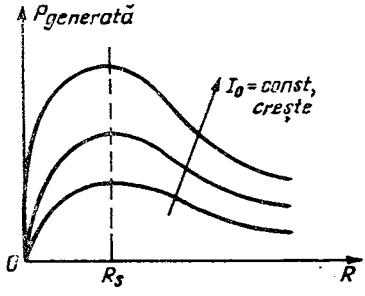


Fig. A.2.29. Curbe de putere generată în funcție de rezistența de sarcină, R, la un anumit curent de polarizare (parametru) și la o frecvență dată.

Pentru un dispozitiv dat, la o frecvență dată, puterea debitată în sarcina R crește proporțional cu I_0^2. Ea atinge valoarea maximă în cazul *adaptării* (transfer maxim de putere, $R = R_s$) așa cum se arată în figura A.2.29. Circuitul exterior trebuie să dispună de minimum *două reglaje*, pentru a asigura:

— rezonanța (oscilația) la frecvența dorită: dioda generează putere numai pe o plajă limitată de frecvențe;

— adaptarea (transferul maxim de putere).

Diodele IMPATT pot furniza în oscilație continuă puteri de la zeci de mW la cîțiva W la frecvențe de ordinul a 10 GHz [8], [14].

Plan editură Nr. 9035 Coli de tipar 17,50 Bun de tipar: 22.04.81

Tiparul executat sub comanda nr. 48 la
Întreprinderea poligrafică
„13 Decembrie 1918",
str. Grigore Alexandrescu nr.89—97
București
Republica Socialistă România